



TITLE:

河川乱流に関する基礎的研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

余越, 正一郎

CITATION:

余越, 正一郎. 河川乱流に関する基礎的研究. 京都大学, 1971, 工学博士

ISSUE DATE:

1971-05-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r1809>

RIGHT:

河川乱流に関する基礎的研究

余越正一郎

昭和45年10月

河川乱流に関する基礎的研究

余 越 正 一 郎

昭和45年10月

河川乱流に関する基礎的研究

目 次

緒 言	1
第 1 章 概論	9
第 1 節 概説	9
第 2 節 実験水路乱流の研究史	12
第 3 節 実河川の乱流研究史	17
第 4 節 河川乱流の一般的特性	21
第 5 節 結論	31
第 2 章 河川乱流の測定に関する研究	37
第 1 節 概説	37
第 2 節 Sing-around方式超音波流速計	42
第 3 節 時間差方式超音波流速計	49
第 4 節 結論	54
第 3 章 河川乱流の二重構造に関する研究	59
第 1 節 概説	59
第 2 節 二重構造の存在	60
第 3 節 中間乱子領域の存在	69
第 4 節 結論	76

オ 4 章	鉛直乱流場の構造に関する研究	81
オ 1 節	概説	81
オ 2 節	鉛直乱流場の円形渦管	82
オ 3 節	鉛直乱流場の観測	95
オ 4 節	鉛直乱流場の最大乱子の特性	99
オ 5 節	鉛直乱流場のスペクトル特性	111
オ 6 節	結論	129
オ 5 章	水平乱流場の構造に関する研究	137
オ 1 節	概説	137
オ 2 節	水平乱流場の中間乱子領域	138
オ 3 節	水平乱流場と他の擾乱	149
オ 4 節	結論	155
オ 6 章	河川流への 2, 3 の応用に関する研究	159
オ 1 節	概説	159
オ 2 節	土砂の浮遊と乱流構造	160
オ 3 節	河川における濃度拡散	171
オ 4 節	平均流速の測定と観測時間	180
オ 5 節	結論	186
結 語		192

緒 言

河川の流はすべて乱流状態にあり、河道における土砂の輸送・拡散の問題や、平均流速の分布その他流れに関係するほとんどの現象は河川流れの乱流構造に関する正確な知識なくしては正しく理解することはできない。このことは程度の差こそあれ、古くから多くの水理学者や河川工学者が考えてきたことであるが、実際に河川の乱流が本格的に研究されたことはほとんどなかったといっても過言ではないであろう。このことは南水路流れにおいても同様であって、水理学の成書には乱流の重要性を説きながらも、乱れに関しては異質のもののようにレイノルズの数式と混合距離理論のみが記載されており、水理学や河川工学への真の連結はなんら見出すことができなかったといえる。

しかるに近年特に土砂の輸送や拡散の問題に関連して、急速に南水路乱流研究の必要性が強調されはじめ、1967年の第12回国際水理学会においても主要課題の1つとして乱流がとりあげられた。しかし、提出された論文に関する限り、真に河川乱流の構造解明につながると思われるものは数少

なく、乱流に関する認識の程度もさまざまであり、河川乱流場の統一的な把握法の欠如が痛感された。

河川乱流の研究が他の分野の乱流研究にくらべて著しく遅れている原因について考えてみると、まず第1に従来の河道計画の主体が、洪水や資源としての水を流しうるような容器の形状を決定することであり、そのために第1義的には河川の流れを水量として把握すればよく、流れの内部構造にまで立ち入った運動状態を把握する必要性が少なかったという実際的要求の欠如があげられる。

つぎに、複雑な境界条件の流れに応用しうるだけの乱流境界層の研究が一般流体力学の方面においても進んでいなかったために、護岸や水制などの設計に際しても経験的に処理されてきたことがあげられる。

河川乱流の研究が遅れているもう1つの大きな原因は、一般的な乱流研究の困難さにある。乱流という概念の理解のむづかしさや、理論構成の複雑さ、計測のむづかしさなどのために、一般に乱流の研究が敬遠されがちであったことである。河川流れないしは開水路流れについていえば、実用的な半経験的乱流理論を組立てようとしても、その基礎となる現象の理解がほとんどなされてお

らず、かりにそれをしようとしても、いかなる測器で何をどのように測定すべきかということもほとんどわからなかつたのである。すなわち、信頼できる河川乱流用測器の欠如も大きな原因の1つであつた。

1. 本研究の目的と立場

本研究の目的は立ち違ひてゐる河川乱流の研究を飛躍的に発展させるための基礎として、河川乱流の統一的把握を試みるとともに、その一般的特性を明らかにして、将来のさらに詳細な研究のための方向を見出すことである。また、河川乱流の実態把握になくてはならない測器の開発も重要な目的の1つである。

このように本研究はあくまで乱れ現象の正確な実態把握を通して河川における乱流構造の一般的特性を解明しようとするものであつて、必ずしも数学的取扱いをするものではない。さらに本研究は、単に自然現象の解明という理学的な興味からのみ行なわれたものではない。河川の乱れ構造に関するわかれわかれの知識があまりにも乏しいために、土砂の輸送や汚水の拡散現象などの実際の

問題の解決が困難であった。そこで河川乱流のあるがままの姿を正確に把握し、その実態を明らかにすることから始めたのであって、河川乱流の物理的なモデルを作り、定式化を行って、各種の実際問題を解明するための基礎的研究といえる。

2. 本文の内容

第1章ではまず、まだ研究の緒についたばかりで歴史の浅いものではあるが、実験用開水路と実河川において、乱流構造解明のためにおこなわれた従来の研究の概要を述べる。ついで、大気と海洋の流れとの比較で、乱流としての河川流れの一般的な特徴を考察し、大気乱流、海洋乱流と同様に河川乱流という研究のジャンルが存在すべきことを明らかにする。

第2章では、河川乱流の研究の第1歩である、その実態把握のための測器について考察し、河川乱流の研究には現在のところ超音波流速計が最適であるとの結論から、2種類の超音波流速計を用発し、その特性について述べる。

第3章では、河川乱流の巨視的特性を論じ、実験と理論的考察とに基づいて、スペクトルの2重

構造が存在することを明らかにするとともに、河川乱流場を水平乱流場と鉛直乱流場に分離して考えるべきことを提案する。

オ4章では、鉛直乱流場の特性について論ずるが、まず多くの実験結果と理論的考察によって、その物理モデルとして円形渦管を提案する。ついで、Kolmogorovの局所等方性乱流理論が適用できる領域が存在することを実証するとともに、Kolmogorovのスペクトルの普遍定数の決定を試みる。またオイラー的な特性とラグランジュ的な特性との比較から、この領域におけるラグランジュスペクトルの普遍定数をも決定する。最後に、多くの観測から乱れの強さ、乱れのスケールや、いろいろな境界の場合の種々の乱れ特性を明らかにする。

オ5章では、水平乱流場にも局所等方性乱流理論が成立する領域の存在することを示し、この領域のエネルギーカスケード密度が鉛直乱流場のそれより小さいことを示す。最後に、水平乱流場が乱流以外の擾乱によって影響を受ける例として、セイシュが存在する場合の水平乱流場のスペクトルの例を示す。

オ6章では、前章までにえられた結果の河川流れへの応用として、まず、河川における土砂の浮

遊の問題について考察をし、次いで河川における濃度拡散の流下方向及び横断方向の拡散係数について考察し、最後に河川において流速計あるいは浮子を用いて平均流速を測定する場合の、測定精度と観測時間の関係について考察をする。

最後に以上の成果をまとめ、将来の展望について記して結論としたものである。

3. 記号の説明

つぎに本文で使用する主な記号の説明をしておく。

記号	説明
A	オイラー的1次元スペクトルの普遍定数
B	河中
C	オイラー的2次速度構造函数の普遍定数
C_L	ラグランジュ的 "
D_{LL}	オイラー的2次速度構造函数
$D^{(L)}$	ラグランジュ的 "
D_{LLL}	オイラー的3次速度構造函数
d	横方向の間隔
E	エネルギースペクトル
F	1次元スペクトル

f	周波数
g	重力の加速度
H	水深
i	水路勾配
K	拡散係数
L	最大乱子の長さ, integral scale
n	周波数
R	自己相関係数
Re	レイノルズ数
r	距離
S	ふきみ度
T	integral time scale, 周期
T_k	オイラー的平均時間
T_{Lk}	ラグランジュ的 "
t	通過時間
U	断面平均流速
\bar{u}	1 点の時間平均流速
u'	乱れ速度 (x 方向) $= \sigma_x$
v'	" (y ") $= \sigma_y$
w'	" (z ") $= \sigma_z$
w_g	沈降速度
x, y, z	流下方向, 横断方向, 鉛直方向の座標

ε	エネルギー散率
η	最小乱子の寸法
ν	動粘性係数
ρ	密度
τ	寿命時間
ω	角周波数

添字の説明

E	オイラー的
L	ラグランジュ的
u, v, w	流速の x, y, z 成分
x, y, z	流下, 横断, 鉛直方向
o	最大乱子
η	最小乱子

オ 1 章 概論

オ 1 節 概説

Reynoldsにはじまる乱流統計理論は1930年代のTaylorの一樣等方性乱れの理論, 1940年代初期のKolmogorovの局所等方性乱流理論などのエポックを経て, 現在は1952年のHopfにはじまる特性汎函数理論の研究が続けられている¹⁾。しかし, これらの研究はいずれも理想化された乱れの理論であり, われわれが実際に必要とするところの平均流にシアーのある場合の乱れにそのまま適用することが出来るかどうか問題が多い。

平均流にシアーのある乱れの理論としては, 現象論である混合距離理論がある。混合距離はスカラーであるから応力とシアーの方向が一致しなければならぬが, 実測ではそうなっていないとか, 後流の中心部では乱れがゼロになるなどの欠点を指摘されながらも, これにかける理論がなく, 従来からいろいろな現象の説明に用いられてきた。混合距離理論の大きな成果の1つである平均流速の対数分布則を理論的に誘導しようとしたMalkus²⁾の試みも一時成功したかにみえたが, 理論の基礎となるエネルギー逸散率最大の仮説は現在

否定されている³⁾。

このような乱流の理論的困難さはすべて乱流の本質である非線型性、3次元性、偶然性などが原因となっている。

一方、実験的研究の成果も莫大な量にのぼるが、最近では乱れの統計量の単純な測定に加え、流れのあるがままの姿を正しく把握しようという機運もあらわれて、流れの可視化や⁴⁾、複雑な時空間相関の測定⁵⁾が行なわれて、真の乱流構造の解明とでもいうべき研究がはじまってきた。

一般乱流の研究の現状が上に述べたような状態であるから、河川乱流の研究にあたって、従来から行なわれたように、一般乱流の成果のうちで河川乱流に適用できるものを用いて研究を行なうという受動的態度では真に河川乱流の発展はないであろう。すなわち、これらと密接な関連があるとしても、河川流れ独自の特性を正しく認識して独自の研究をするという積極的態度をとってこそ、われわれが実際に必要とする河川の乱れに関する知識が蓄積されるであろう。河川流れと同じく地球上の大規模な乱流である大気や海洋の分野においては、一般乱流の研究とはかなり異なる独自の研究が進んでいる。大気接地面における Monin-Oboukhov の相似理論¹⁾はその顕著な例の1つであ

ろう。多くの観測結果が大方この相似理論によって統一的に扱われている。また、Kolmogorovの局所等方性乱流理論の検証がレイノルズ数の非常に大きい海洋の乱れにおいていち早く行なわれるなどして⁶⁾、逆に一般乱流の理論へのフィードバックさえも行なわれた。

ふり返って河川乱流の研究についてみると、理論的研究の欠如はやむをえないとしても、実験的研究もほとんどなく、全くこれから始まるといってもよい乱流研究の分野といえよう。

本章においては、河川乱流、あるいは南水路乱流の構造解明に関する数少ない研究ではあるが、一応実験用南水路における研究と、実河川における研究とに分けて、それぞれの研究史をオ2節、オ3節で述べる。オ4節では、乱流としてみた河川流れの特性を明白にし、河川乱流が大気乱流や海洋乱流と並んで独自の乱流研究のジャンルを形成すべきことを示す。

オ 2 節 実験水路乱流の研究史

1. オイラー的特性に関する研究

従来の開水路乱流の研究の大部分は、水中で利用できる乱流用測器の開発の歴史であつたといつてもよいであらう。実験水路はその幾何学的寸法もレイノルズ数も小さく、したがってスペクトルの巾も狭く、気流における円洞に相当するものである。したがって、その乱流構造を測定するためには受感部が非常に小さい流速計を用いる必要がある。当然の類推として、円洞乱流の測定で偉力を發揮した熱線流速計の使用が考えられ、多くの努力が続けられたが、水中における安定性が特に悪かつたために、熱線流速計を直接水中で使用することは無理と考えられていた。その結果、総圧管の圧力変動を電氣的に検出する方法、電気運動学的性質を用いる方法など多くの努力が続けられたが、いずれも実用化にはいたらなかつた。そこで最もフォーマティブな方法として、回転式の流速計を小型化してその回転を電氣的に検出する方法がとられた。そうして主流方向の速度変動の測定が2, 3行なわれたが、この種の測定器はいかに小型化してもおのずから限界がある

ことや、主流方向以外の速度変動の検出が困難なために実験用水路ではあまり発展しなかった。

最近になって、電子技術の進歩などのために熱線流速計を改良した熱膜流速計が市販されるようになり、これを用いて実験水路での乱れ測定が始まった。すなわち、熱膜流速計の開発によりはじめて実験水路での乱れの研究が本格的に開始されるようとしているのである。

1) Raichlen の研究

Raichlen⁷⁾は熱膜流速計を安定に動作させるために、フィルターを通した清潔な湯を水路に流し、温度調節を行ないながら測定するというめんどうな方法で乱れの測定を行なった。レイノルズ数が $Re = 10^5$ 弱、水路の巾 B と水深 H の比 B/H は 3 弱で、主流方向の乱れを測定した結果、次のような事実を示した。

乱れの強さ $\sqrt{u'^2}/\bar{u}$ は水面近傍で 4~5%、水路床近傍では 16% である。エネルギースペクトルの低周波側には $-5/3$ 乗則のあてはまる領域があるが、高周波側のスペクトルの勾配はより急であり、大部分のエネルギーは 2~4.5 Hz の範囲に集中している。主流方向の integral scale L_x は相対水深 B/H が 0.4 で極大となり、 L_x の平均は $0.8H$ である。

エネルギースペクトルから計算した Taylor の最小渦の大きさは $B/H = 0.4$ で最大となり, その値は水深の $0.07 \sim 0.13$ 倍の範囲にある。

これらの結果は全体的にみると従来の円筒実験の結果とほとんど一致している。Raichlen の測定結果をみると, 熱膜流速計の安定性の面からいって, 絶対測定より乱れの相対測定の方に適しているといえよう。

ii) Richardson and McQuivey の研究

Raichlen の測定はフィルターを通し, 溶存空気を除いた水で測定するといっためんどうなものであったが, Richardson and McQuivey⁹⁾ はかなりよごれた水においても熱膜流速計で測定できる方法を考えた, さらに主流方向以外の流速成分の測定も行った⁹⁾。 $Re \approx 10^5$, $B/H = 6$ でえられた結果は次のようである。 Navier-Stokes の方程式における主流方向の運動量項を測定して, 測定精度内で平衡していることを示した。 界面における主流方向の乱れの強さ $\sqrt{w'^2}/\bar{u}$ は, 粗面にくらべて, 水路床近傍では 50% 増し, 水面近傍では 20% 増す。鉛直方向の乱れの強さ $\sqrt{w'^2}/\bar{u}$ は約 60% である。 スペクトル分布は粗度によってほとんど影響されなく, 大部分のエネルギーは $5H\omega$ 以下の低周波に含まれ

ている。　　そうして $-5/3$ 乗則の成立する中間乱子領域の存在が認められた。　　integral scale と Taylor の最小渦の寸法は $z/H = 0.45$ で極大となり, integral scale の大きさは水深の程度である。　　水面近傍でみると粗面の integral scale は滑面の 2 倍である。Taylor の最小渦の寸法と水深の比は $0.1 \sim 0.2$ である。

iii) Smutek の研究

熱膜流速計以外で乱れ速度のくわしい測定をしたものとしては, yaw tube による Smutek の測定¹⁰⁾がある。　　 $Re = 3 \times 10^4 \sim 1.5 \times 10^5$, $B/H = 4$ で測定した結果, 次のことがわかった。　　滑面水路においては, $\sqrt{u'^2}/\bar{u}$ および $\sqrt{w'^2}/\bar{u}$ の分布はレイノルズ数に無関係であるが, 粗面水路においてはレイノルズ数が増大すると乱れの強さは増す。　　 $\sqrt{w'^2}/\sqrt{u'^2}$ の値は鉛直方向に顕著に変化はしてあらず, その値は $0.2 \sim 0.5$ 程度である。　　レイノルズ応力 $\overline{u'w'}$ の鉛直分布は最大流速点と思われる深さ位置に符号を変え, 水面でゼロにならない。　　 u', w' の相互相関係数が最大となるのは, おろし時間がゼロのときではない。

以上が従来といっても最近であるが, 開水路乱流のオイラー-的な速度変動研究の概要である。

まだ研究が始まったばかりであるからやむを得ないが、測定結果に関する解釈などは全く行なわれておらず、測定結果もまだ凡洞乱流におけるように充実にしていないので、実問題への適用はまだ無理と考えられる。これらの測定で著者が最も注目したい点は、水路中の効果をはっきり認識していない点である。すなわち、 B/H が小さいために、側壁の影響が相当入っていると思われるが、これに対する配慮が全くなされていない。

2. ラグランジュ的特性に関する研究

Orlob¹¹⁾は水面に浮べた粒子の拡散から、Richardsonの $4/3$ 乗則が成立していることを実証した。岩佐、今本¹²⁾も水面の浮子を追跡して、ラグランジュスペクトルの測定を行ったが、その結果をみると、スペクトルの -2 乗則の成立がみられる。これらのことは開水路水面においても、Kolmogorovの高所等方性乱流理論の適用が可能な中間乱流領域の存在を示したものであって、注目すべき研究である。

オ 3 節 奥河川の乱流研究史

i) Smutek らの研究.

Smutek らの チェコ の グル - フ は 直径 3.5 cm の フロ
 ヲウ式流速計を用いて水深 1 m 弱のおへミヤのい
 ろいろの河川で乱れの測定を実施した¹³⁾。レイ
 ルズ数はいずれも 10^6 以下であった。そこでえら
 れた結果は次のようである。レイルズ数が大
 きくなると、乱れの強さとレイルズ数は無関係
 であるが、乱れの強さが増すと抵抗係数が増大す
 る。乱れの強さと摩擦速度の関係はほとんどな
 い。速度変動のひずみ度は河床の附近で正の最
 大値約 1.0 をとり、 $z/H \approx 0.2$ でゼロ、 $z/H \approx 0.6$ で
 負の最大値 $-0.3 \sim -0.4$ になり、水面でまたゼロに近
 い値をとるような分布になる。さらに、平均渦
 の通過にもとづくストローハル数は、フルード数
 の増加とともに減少することを見つけた。

また、yaw tube を用いて同じ河川で測定した結果
 によると、 $\sqrt{u'^2}/\bar{u}$ と $\sqrt{w'^2}/\bar{u}$ の分布はともに風洞実験
 の結果とよく一致していた。 u' 変動及び w' 変動
 の測定から求めた integral time scale T_u, T_w はともに
 水深にはほとんど関係なく、 $T_u/T_w \approx 2.3$ の分布を
 していた。

ii). Bowden らの研究

Bowden らの Liverpool 大学海洋学教室のグループは流速の2成分を同時に測定することのできる電磁流速計を2つ用いて、深さ約10mのMersey河の河口部で乱れの観測を行った。¹⁴⁾ レイノルズ数は約 10^7 である。測定が困難なために測点は水面近くと河床近くに限定されているが、レイノルズ応力と、鉛直方向に離れた2点における速度変動の同時測定などから相関やスペクトルなどの多くの乱れ特性を求めた。その結果は河床から水面まで、河床から一様に発達した一般の乱流境界層とみた場合に予想される結果とは相当異なり、自然の河川の複雑な条件により乱流構造が著しく変化させられていることを示している。

Bowden らの測定は、測器の特性からしてかなり低周波の領域の測定であるので、スペクトルの平衡領域での測定はできず、中間乱子領域の特性は明らかにされなかった。

iii). Grant らの研究

乱れの高周波領域まで測定したものとしては、実際の河川ではないが、河川と全く同様な境界条件を有する海峡において観測船で曳航した熱膜流速計を用いて行った Grant らによる観測がある。⁶⁾

レイノルズ数は 10^8 にも達し, Kolmogorov のスペクトルの $-5/3$ 乗則の成立領域が広く存在していることを初めて正確に実証した研究であった。また逸散スペクトルの測定からエネルギー逸散率を詳細に求めているので, この値から Kolmogorov のスペクトルの普適定数がかんりの精度で決定されたのである。

iv). Tiffany の研究

大河川における観測としては Mississippi 河下流部でカレントメータを用いて速度変動の長時間観測をした Tiffany の研究がある。¹⁵⁾ レイノルズ数は約 10^7 で, 数時間の連続測定をしてその記録に移動平均を施した結果, 河道の蛇行曲にもとづくと思われるような周期が 2, 3 時間の変動から, それ以下のいろいろな卓越周期の存在する二つを見出した。これらの周期の大部分は, 後で著者が提案する水平乱流場に属する乱れと思われる。

v). 木下の研究

河川表面の空間的な流速分布については, 洪水時の航空写真撮影の結果をカメラン効果から解析した木下の研究があり,¹⁶⁾ 河川表面に見られるボイルの形状のくめしい観察から, 河川の乱流構造に

ついて考察をしている。すなわち、ボイルの原因は主流方向に軸をもつ縦渦が水深の2倍の間隔で横断方向に配列しているためであると推論した。

vi). 今本, 上野の研究.

今本, 上野は大型開水路において, 複数のフロベラ式流速計を用いて乱れの時空間相関の測定をした。¹⁷⁾ この種の測定は円筒乱流においても比較的最近になって行なわれたもので, 注目すべきものである。測定結果によると, 乱れの強さ及び integral scale の鉛直分布は従来の測定結果と全く同じ傾向を示す。また水深の10~20倍の長さの乱れが卓越していて, その乱れは水面に近い部分が底に近い部分より位相が進んでいることを発見した。この測定は従来の開水路乱流の測定のうちでも顕著なもの1つであろう。

vii). 速水の研究

実河川におけるラグランジュ性の測定例はないが, 拡散実験は数多い。しかし, いずれも平均流のシアーにもとづく混合による拡散係数を求めたもので, 直接乱れの研究とはいいいにくい。水平乱流場の拡散係数を求めたものとしては, 洪水流に関する理論をもとにして間接的に求めた速水

の研究がある¹⁸⁾。遠水は洪水の変形が水平混合によっても生じるとしてユニークな洪水流の理論をつくり、その実証を江戸川における観測結果と対比させて拡散係数を推定した。通常、濃度拡散などから拡散係数を推定すると、シアーによる混合の効果の方が大きくて、純粹の乱流拡散係数が推定できないので、この方法は非常に有用と考えられる。求められた拡散係数は 10^7 にもたつする大きな値をとっている。

以上実河川における従来の乱流研究についてその概要を述べた。それぞれ貴重な成果を収めているが、いずれもあまりにも断片的である。しかし、これらの研究結果は本文の研究を遂行するにあたって重要な示唆を与えたものであることはいうまでもないが、統一的に河川乱流を理解するという点からは甚だ不十分といわざるをえない。

第4節 河川乱流の一般的特性

本文に入る前に乱流としてみた河川流水の特性を、従来の研究成果を考慮し、かつ大気及び海洋

の乱流と対比しながら考察しておく。

河川流れは降水として与えられた位置のエネルギーが重力という外力により平均流のエネルギーに変換され、河床における摩擦損失、さらに乱流のエネルギーをへてその一部を熱に変換して系外へ逸散しながら流下する不可逆過程とみなすことができる。すなわち、位置のエネルギーが運動エネルギーをへて熱エネルギーに変換されるのである。この変換過程と河川流れの乱流との関係について考えてみると、平均流のエネルギーは平均流の不安定性にもとづき流れの規模を代表するような特徴的スケールと同程度の寸法の最大乱子に乱流のエネルギーとして供給され、カスケード過程をへて最後には粘性力の作用によりこれを熱に変換する最小乱子へと伝達される。河川流れは河床摩擦とともにこのようなエネルギー平衡のもとに海へと向って流下する一大エネルギープロセスで、その途中において種々の物質輸送や拡散の現象をともなっているものと考えることができる。ここで、従来の研究と大気および海洋の流れとの比較で乱流としての河川の流れの一般的特徴を比較してみる。

1. 現象の規模とスペクトルの巾

乱流場の最大乱子の寸法は現象の規模によって決まるが、大気でも海洋でもその水平方向の寸法と鉛直方向の寸法は著しく異なる。これは河川においても同じで、河巾の方が水深よりはるかに大きいのが普通である。しかし、水平スケールが 10^8 cm, 鉛直スケールが 10^5 cm 以上にも及ぶ大気や海洋の流れにくらべると、河川の流れは河巾は 10^3 cm, 水深は 10^3 cm が一般の河川の上限であり、そこに存在している乱れの規模はかなり小さいことが予想される。

ここで河川と海洋の乱流のスペクトルの巾を概算から比較してみる。最近の乱流理論によると乱れの場の最大乱子の寸法を L , 最小乱子の寸法を η とすると,

$$\frac{L}{\eta} = Re^{3/4} \quad (1.1)$$

となることが知られている¹⁾。ここで Re はレイノルズ数である。したがって、平均流の速度を \bar{u} とすると乱れのスペクトルの下限は \bar{u}/L , 上限は $\bar{u} Re^{3/4}/L$ となり、結局スペクトルの巾は $Re^{3/4}$ にほぼ等しいことになる。水平方向についてみると、海のレイノルズ数は 10^{13} 程度であるが、河川では

せいぜい 10^1 程度である。スペクトルの巾は海洋では 10^{10} にも及ぶことが確かめられているが、これから類推すると河川では 10^1 が上限と考えられる。前節で述べたように、高いレイノルズ数において成立するとされる Kolmogorov のスペクトルの $-5/3$ 乗則が海洋において初めて高い精度で検証された理由がここにある⁶⁾。

河川流れの乱流場の規模は上述のように大気や海洋にくらべるとかなり小さいが、一方実験水路の乱れにくらべるとはるかに大きい。従って、乱れの効果も顕著であり、この面からいえば南水路乱流の研究に適しているといえよう。

ところで、現象の水平スケールと鉛直スケールが著しく異なることは、乱れのスペクトルの構造にも大きな影響を与えるであろう。乱流理論によると、乱流場へのエネルギー流入をつかさどる最大乱子が存在すると、それ以下の階級の乱子間にはエネルギー・スペクトルの普遍的な形、すなわちスペクトルの $-5/3$ 乗則が成立するわけであるが、エネルギー流入源が複数個になるとそれに応じたスペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する領域が形成され、スペクトルが多重構造を持つことになると思われる。

このことはすでに Kolmogorov に始まる近代乱流

理論が提案された直後に海洋学者 Stommel が予想していた。¹⁹⁾ すなわち、海洋には大海流の他に局所的な風、海底摩擦や凹凸などによるエネルギー流入が存在するため、海洋乱流全体のスペクトルを平均的にみればスペクトルの傾斜は $-5/3$ 乗より幾分緩慢になるとした。このことをさらに明確にしたのは Ozmidov である。²⁰⁾ 彼はいろいろなスケールにおける最近のくわしい観測結果から、海洋乱流スペクトルの基本構造として、海洋全体の規模に相当するスケールと潮汐振動のスケール及び風波のスケールに乱れエネルギーの流入源が存在する三重構造を提案した。そうして、これらの流入源に続くスケールの乱子間にはスペクトルの $-5/3$ 乗則が成立するとした。このことは最近になって拡散係数の方からも認められている。²¹⁾

同じことが大気乱流においてもすでに観測から示されている。Van der Hoven²²⁾ によると、大気乱流スペクトルのエネルギー流入源は、ミッドウェーのスケールの周期約4日と、接地層乱流のスケールの周期約1分であり、それぞれの流入源に続くスケールにはスペクトルの $-5/3$ 乗則が成立していて、三重構造をとっている。

このような事実から類推して、河川乱流のスペクトルも、河中に相当するスケールと水深に相当

するスケールにエネルギー流入源たる最大乱子が形成され、それ以下の乱子間にはスペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する領域が続く二重構造の存在が期待される。すなわち、河川乱流場の最大乱子の形成は、河床形態や河川構造物等によっても影響されるが、基本的には上述の河中と水深によってきまると考えられる。ことに、河中によって決まるような乱子は、その幾何学的形状から考えて大気乱流のミッドスケールの乱子、すなわち移動性の高低気圧と同様に鉛直スケールにくらべて水平スケールが著しく大きい2次元的な乱子であると考えられる。

2. 境界条件

大気や海洋の運動は熱的な外的条件に大きく左右されるが、河川の流れは力学的な境界条件のみ考慮すれば十分理解ができればよい。さらに一般の河川の流は河道が固定され、水深と河中により制約されて、流れの主流方向が決まっている。これらの点がいえば、大気や海洋の流れにくらべて河川の流は単純であるともいえる。しかし河川流れの境界の条件は、大規模なものとしては、

河道の弯曲，拡大，縮小，勾配の変化などが存在し，小規模なものとしては河床の凹凸，植生，河川構造物などが複雑に存在していて，河川乱流場へ種々の形で乱れのエネルギーを供給している。さらに河川流れを鉛直的に制約する河床と水面は固定されたものではなく，自由に変化しうるものである。

したがって，真の河川乱流の研究は，このような複雑な境界条件を考慮に入れたあるがままの河川流れの実態を充分把握して行なわれなければならない。しかし，どの乱流研究分野でも同じことであるが，従来の研究はほとんど一様な平原上の乱流に代表されるような単純なものに限られていて，上述したような条件下の乱流はほとんど研究されていない。ここで，しいて上述の条件と類似な条件下の現象で，大気及び海洋において研究されはじめたものを並らべると，山岳波(CAT)，植物群落内部の乱流，耕地風，風波の発生，波によるエネルギー逸散，海面上の風，構造物周辺の風などがある。これらの研究はその現象の規模が，大気あるいは海洋の全体としての流れの規模にくらべて小さいせいか，これらの現象が流れ全体に及ぼすフィードバックの効果は考慮されていない。しかし，河川の流れにおいては流れ全体

の規模と上述の個々の現象の規模がかなり近いので、上述の境界条件によって流れの全体の構造がかなり変わるであろう。この点も河川乱流の大きな特徴の1つである。

3. 混相

河川の流れ、特に洪水時には多量の土砂が浮遊していて、そのために乱流構造が変化する。このような混相状態は海洋では魚類以外はほとんど考えられず、また大気においては降雨時以外は単相と考えても乱流状態はほとんど変わらないと思われる。したがって、混相乱流は河川乱流のもう1つの大きな特徴である。土砂を浮遊する流れにおいては、その濃度の変化に応じて種々の乱れ特性が変化することに関してはかなり研究が進んでいる。²³⁾ 豪雨時に大気乱流の微細構造が変化することは予想されるが、そのような研究はまだなされておらず、この点では河川乱流の方が進んでいるともいえよう。

4. 安定度

大気においては温度成層の範囲が非常に狭く，Richardson数 Ri が -5.0 ぐらいから $+1.0$ 以上にも及び，乱流構造に与える影響も著しく大きい。海洋においても躍層の存在などで $Ri > 0$ の場合があり，これが乱流混合に大きな影響を与える場合がある。

接地層においては，平均流のシアーによって機械的に乱れに供給されるエネルギーと浮力によって供給されるエネルギーの相殺する高さとして導入された安定度長さと，摩擦速度とを基本スケールとした Monin-Oboukhov の相似理論¹⁾により，风速分布，乱れの強さ，スペクトル分布などの統一的な表わし方が成功している。また最近では，それが海洋乱流にも適用されてきている。

しかし，河川では貯水池や河口部などを除いて $Ri = 0$ と考えられる。大火力発電所から温水が放出される時のように，特に大きな温度の不均一分布を与えるような原因が存在しない限り，機械的な乱流混合が激しいので，温度勾配が形成されない。これは，接地層においても強風時には安定度の影響を考慮しなくてもよいことと同じである。

5. コリオリの力

現象の規模が著しく大きく、しかも他の力が比較的小さい場合にはコリオリの力を考慮しなければならない。例えば大気境界層において、地面から数10mの接地層では乱れ及び地面摩擦の影響が著しく、コリオリの力は無視して運動を論じても大きい誤りはないが、数10mから約1~2kmの気層では地面摩擦とコリオリの力の影響の両者が利いてくるとされている。

つぎに河川におけるコリオリの力と河床摩擦の影響との大きさを概算してみよう。緯度を φ 、地球の回転角速度を ω 、速度及び鉛直方向の単位ベクトルを V 、 k とすると、コリオリの力は $2\omega \sin\varphi V \times k$ であるから、 $\omega = (2\pi/86,164)\text{sec}^{-1} = 7.3 \times 10^{-5}\text{sec}^{-1}$ 、 $|V| \approx 10^2\text{cm/sec}$ として中緯度における河川では大体 10^{-2}cm/sec^2 である。一方摩擦による影響は密度を ρ 、剪断力を τ とすると、 $|1/\rho(d\tau/dz)| \approx g i$ であり、 g は重力加速度、 i は勾配である。したがって、普通の河川の流れにおいては、 $i = 1/1000$ として 1cm/sec^2 前後になり、流れの全体を取扱う場合でもコリオリの力は無視してさしつかえないといえる。

河川の乱れは、上述の種々の特徴のほかに、貯水池の存在や分合流の存在によりさらに複雑となるであろう。また流量の変化とかセイシュといった本来の乱れとは無関係な変動も乱れと同時に存在するので特に注意が必要となろう。

以上、河川乱流の一般的特性について著者の見解を記したのであるが、オ5節でみたように、河川乱流の研究は極めて重要であるにもかかわらず端緒についたと云った現状である。本研究においても、これらすべての特性を調らべたわけではなく、それらの基本となる特性、すなわち比較的一様な河道で流砂がそんなに多くなりような場合の乱れを対象とした。

オ5節 結論

本章ではまず、一般的な乱流研究の現状について概述し、特に理論的な研究についていえるわけが真に要求している平均流にシアーのある乱れとはほど遠いものであることを説明した。そ

うして、河川乱流の研究には河川独自の特性を正しく認識して独自の研究をしなければならぬことを強調した。

オ２節では河川乱流の理想化された場合としての実験用南水路の乱れの構造解明のために行なわれた従来の研究について述べた。熱線流速計の原理にもとづく熱膜流速計の水中使用が可能となり南水路乱流の研究がその緒についたばかりであるから、実験結果も少ないが、えられた結果によると従来の円筒乱流境界層の乱れの特性と著しく異なる南水路乱流の特性というようなものはまだえられていないことを示した。

オ３節では、実河川における従来の乱れ構造解明のための研究結果について述べた。平均渦の通過にもとづくストローホール数とフルード数の関係や速度変動の歪度の鉛直分布を求めた Smutek の研究、最小乱子領域の測定をした Grant らの研究、Mississippi 河での長時間観測から周期 2, 3 時間の変動も存在することを示した Tiffany の研究、航空写真により水面のオイルの特性をしるべ木下の研究、洪水流理論に水平混合の思想を導入した速水の研究など、従来他の分野で全くやられなかったユニークな研究が離散的ではあるが実河川の乱流では行なわれてゐることを示した。

オケ節では、大気及び海洋の乱れとの比較で乱流としての河川の一般的特徴を考察した。すなわち、河川乱流場のスペクトル巾は海洋や大気のものよりは狭いが、それでも 10^7 にも及ぶ場合も考えられることがわかった。さらに河川流の水深と河巾の寸法が大きく異なるために、大気や海洋の乱流のスペクトルの多重構造から類推して、二重構造の存在を予測した。さらに河川乱流の構造に影響を与える河川流れの種々の境界条件は、大気や海洋の乱流における境界条件と一見類似のものもあるが、その乱流場に及ぼす効果が量的に異なるであろうことや、土砂を含む流れも考慮しなければならぬことなどから、河川乱流という独自の研究が行なわれなければならないことを強調するとともに、本研究は比較的一様な河川における乱れに関するもので、上述の諸特性の基本となるものと考えられるという本研究の立場を明示した。

参考文献

- 1) Monin, A.S. and Yaglom, A.M., Statistical Hydromechanics, The Mechanics of Turbulence, (Nauk Press), (1967).
- ②) Malkus, W.V.R., Outline of a theory of turbulent shear flow, J. Fluid Mech., 1, (1956), 521.
- ③) Reynolds, W.C. and Tiederman, W.G., Stability of turbulent channel flow with application to Malkus theory, J. Fluid Mech., 27 (1967), 253.
- ④) Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. and Runstadler, P.W., The structure of turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., 30, (1967), 741.
- ⑤) Kovasznay, L.S.G., Kibens, V. and Blackwelder, R.F., Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., 41 (1970), 283.
- ⑥) Grant, H.L., Stewart, R.W. and Moilliet, A., Turbulence spectra from tidal channel, J. Fluid Mech., 12 (1962), 241.
- ⑦) Raichlen, F., Some turbulence measurements in water, Proc. A.S.C.E., 93, ME 2 (1967), 73.
- ⑧) Richardson, E.V. and McQuivey, R.S., Measurement of turbulence in water, Proc. A.S.C.E., 94, HY 2 (1968), 411.
- ⑨) McQuivey, R.S. and Richardson, E.V., Some turbulence measurement in open-channel flow, Proc. A.S.C.E., 95, HY 1 (1969), 209.

- ⑩ Smutek, R., Discussion for "Measurement of turbulence in water", Proc. A.S.C.E., 95, HY1, (1969), 519.
- 11) Orlob, G.T., Eddy diffusion in homogeneous turbulence, Proc. A.S.C.E., 86, HY9 (1959), 75.
- 12) Iwasa, Y. and Imamoto, H., Estimation of dispersion coefficients on free surface by means of particle simulation method, Mem. Faculty of Eng. Kyoto Univ., 30(1), (1968), 15.
- 13) Rudiš, M. and Smutek, R., Relations between turbulence characteristics and the hydraulic parameters of the shear flow, Acta Technica ČSAV, 11 (1966), 310.
- 14) Bowden, K.F. and Howe, M.R., Observations of turbulence in a tidal current, J. Fluid Mech., 17 (1963), 271.
- 15) Tiffany, J. B., Turbulence in the Mississippi River, Proc. 12th Congr. IAHR, Na 2, (1967), 749.
- 16) 木下良作, 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, 6, (1967), 1.
- 17) 今本博健, 上野鉄男, 南水路流れにおける乱れの空間相関特性について, 京大防災研年報, 13 B (1970), 333.
- 18) Hayami, S., On the propagation of floods waves, Bull. D.P.R.I., no.1 (1951), 1.
- 19) Stommel, H., Horizontal diffusion due to oceanic turbulence, J. Marine Res., 8, (1949), 199.
- ⑫ Ozmidov, R.V., Energy distribution between oceanic motions of different scales, Izv. Atmosph. and Oceanic Phys. Ser. (1965), 257.

- 21) Okubo, A., A new set of oceanic diffusion diagrams, Chasapeake Bay Institute, TR38, (1968).
- 22) Van der Hoven, I., Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour, J. Meteorol., 14 (1957), 160.
- 23) Hino, M., Turbulent flow with suspended particles, Proc. A.S.C.E., HY4 (1963), 161.

オ 2 章 河川乱流の測定に関する研究

オ 1 節 概説

乱流速度場の測定は流速計によるオイラー的や
ライラー・カルマン的な測定，浮子追跡によるラグ
ランジュ的な測定，さらに写真撮影により流れの場
の全体的なパターンを見る方法がある。これらの
方法はいずれも重要であるが，実河川の測定に
おいてはまだ乱れの構造が十分究明されていなり
現在，最も正確に，しかも比較的簡単に多量の情
報を収集することのできる流速測定法を用いるこ
とが要求される。

河川乱流用流速計も他の分野の乱流測定用流速
計と同様に感度，精度，応答性，直線性，安定性
などの要求を十分満足し，しかも任意の流速成分
の検出が可能でなければならぬが，特に実河川
の測定では溶存物質や温度変化などに対する安定
性の問題，浮遊物質などに対する構造上の強度，
さらに取扱い易さなどが重要な要素となる。

一般に特定の流速計を用いて巾広いスペクトル
をもつ乱流場の統計的性質を測定する場合，観測
時間によるスペクトルの低周波端切断の他に，流
速計の寸法や応答性による高周波端切断が生じる

ので¹⁾、目的に応じた測器す法、応答性の選択が必要になってくる。

つぎに奥河川での乱れ測定ということに重点をおき、従来使用された流速計でしかも実用性の高いと考えられるものについて若干の検討を行なっておく。

1. 回転式流速計

使い易さという点では最もすぐれた流速計で、製作も比較的簡単なためにいろいろの形式のものが工夫されている。小型フロペラ式流速計としては直径1cm程度のものも使用されているが、^{2),3)} いずれも流速計の回転をアナログ的な流速値に比例した電圧などの電気量に変換する方法に一斤の工夫が必要であらう。これに対して、市販のフロペラ式流速計で回転数に比例して直流電圧を取り出すものは特に便利である。^{4),5)}

一般に回転式流速計は応答性が良くないといわれてきたのであるが、実際には予想されているよりはるかに良好であることが確かめられている。ちなみに、図2.1.は著者が用いた直径1.5cmのフロペラ式流速計の応答特性である。

最近では主流成分以外の速度変動の測定も行なわれるようになってきた。⁶⁾ 回転式流速計は、最

小乱子領域の測定を必要としない，かなり長周期の速度変動の測定には非常に有用な測器といえる。

2. 熱膜流速計

最小乱子領域での測定はこの測器による他はないであろうが，水中での安定な動作を実現するために長年工夫がされて，最近になってようやく実験用水路での測定が成功したところであり，今後の測定結果が大いにまたれる。しかし，実河川では浮遊物質や溶存物質の存在，温度変化などがあるために安定な動作は非常に困難で，使用にあたっては細心の注意が必要であろう。

現場における使用例としては，海峡で行なわれた Grant らの観測が特に有名である⁸⁾。

3. 超音波流速計

超音波流速計では最小乱子領域の測定が可能な程度に受感部を小さくすることが困難であるということの他は，先に述べた河川乱流用流速計としての条件をすべて満足している。超音波流速計

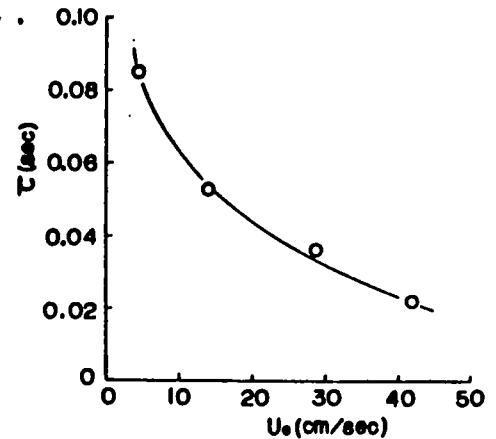


図2.1. フォロパ式流速計(直径1.5cm)の時定数 τ と流速値の関係。

はその検出方式により、超音波パルスを用いる時間差法、sing-around法と、連続波を用いる位相差法、ドップラ法があり、それぞれ長所短所がある⁹⁾。

海洋においては送受波器間隔が20cm程度のものがDunn (Sing-around法)¹⁰⁾やMiddleton (位相差法)¹¹⁾によって製作されているが、いずれも電気回路の収納箱が大きすぎて、普通の河川の鉛直乱流場の測定には適当ではなく、小型化が問題である。

4. その他の流速計

Bowden¹²⁾は電磁流速計を用いて河川の河口部でレイノルズ応力の測定を行った。電磁流速計は水温変化などに無関係という利点はあるが、その原理からくる受感部の構造に難点があり、また応答特性もあまりよくないようである。

Smutekらのチェコのグループは差圧計を用いてレイノルズ応力の測定を行っているが¹³⁾、差圧変換機構で時間的な遅れや減衰が生じることはとくに問題である。

上述のような検討の結果、河川乱流用流速計としては、現在のところ超音波流速計が最も適していると結論した。ただし、問題となるのは検出方式の決定、受感部寸法の決定および回路部の小

型化である。

位相差方式の特性は主として位相差検出回路の特性によって決定されるが、現在その直線性は数%以下にすることができないといわれている。

また、ドフラ法は水温変化などによる音速補正を行なわねばならない。これらの点を考慮して、確実さを重視して著者は sing-around 法及び時間差法を採用することに決定した。

前述したように水深によって制約された鉛直乱流場の最大乱子の寸法がほぼ水深 H の程度と仮定すると、その最小乱子の寸法は (1.1) 式から $\eta = H / Re^{3/4}$ であるから、普通の河川では $\eta \approx 0.1 \text{ mm}$ である。したがって河川乱流場全体の構造を解明するためには受感部の寸法が少なくとも η 程度のものを使用しなければならぬ。しかし、ゆれゆれが土砂輸送やレイノルズ応力などの実際的問題を取扱う場合に必要となるエネルギーも多く含む寸法の大きな乱子の特性を知ることを目的とする場合には、流速計受感部の寸法は数 cm 程度でも十分である。こうした関係を総合的に考慮して、つぎに述べるような超音波流速計の示様を決定したのである。

第2節 Sing-around方式超音波流速計^{9), (14), (15)}

1. 原理

Sing-around法は1対の送受波器と1つのトランシーバを組とし、それを2組使用して媒質中の超音波パルスの伝播時間を測定するものである。図2.2.において送波器Tから発射された超音波パルスは媒質中を伝播して受波器Rで受信される。受信された信号はトランシーバの中で増巾・波形整形され、それが起振源となって直ちに送波器Tから新しい超音波パルスが発射される。この電気・音響系の動作が連続的に行なわれるところから Sing-around と呼ばれる。このときパルスが上述の sing-around 系を一巡するに要する時間を sing-around 周期、その逆数も sing-around 周波数とよぶ。送受波器間隔をとすると媒質中での sing-around 周波数は、

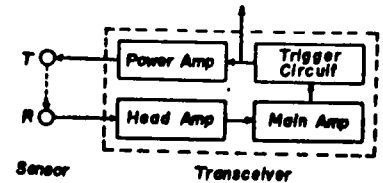


図2.2. Sing-around系

$$f = \frac{1}{t} = \frac{1}{(l/c) + \tau_e} \quad (2.1)$$

となる。ここに c は媒質中における音速、 τ_e は電気的遅延時間で、一般には $\tau_e \ll (l/c)$ である。

1 成分の流速を測定するためには、上述の Sing-

around系を図2.3のように2組配置する。図において $V \cos \phi$ は軸方向の流速成分を示す。 $T_1 \rightarrow R_1$ の sing-around 周波数を f_1 , $T_2 \rightarrow R_2$ の場合を f_2 とすると次式がえられる。

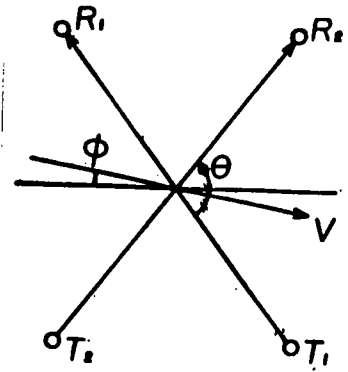


図2.3. 送受波器の配置

$$f_1 = \left(\frac{l}{c - V \cos(\theta - \phi)} + \tau_e \right)^{-1} \quad (2.2)$$

$$f_2 = \left(\frac{l}{c + V \cos(\theta + \phi)} + \tau_e \right)^{-1}$$

ここで $(V/c) \approx 10^{-7} \ll 1$, $\tau_e \ll (l/c)$ として両周波数の差を求めると,

$$\Delta f = f_1 - f_2 = - \frac{2V \cos \theta \cos \phi}{l} \quad (2.3)$$

となる。この式で l と θ は受感部の形状で決まるものであるから, Δf を求めれば流速の軸方向成分 $V \cos \phi$ が求まることになる。そのとき, 音速に無関係であるから温度変化などの影響は受けず, 直線性も保持されている。

2. 構成

互に直交する流速の2成分を同時に測定するために, 3組の sing-around 系を用いた。その受感部を図2.4に示す。送受波器は $2\text{mm} \times 4\text{mm}$ の4つ

ン酸バリウム圧電素子で、
6本の支持棒の先端に取り
つけてある。送受波器及
びその支持棒によって発生
する後流が音響径路を乱す
ことが最も少ないように、
 $\theta = \pi/4$ にしてある。送受
波器間隔は 3 cm とした。

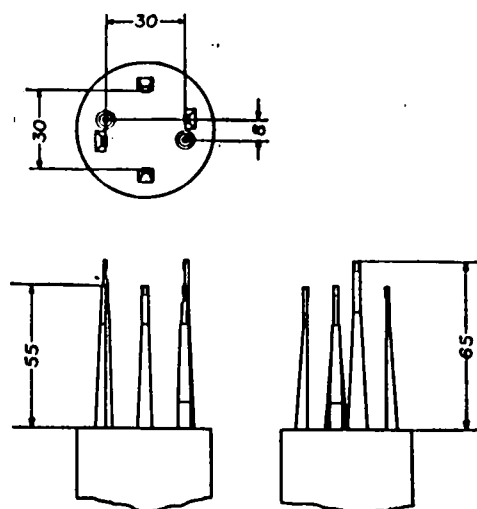


図 2.4. 流速計受感部
(単位 mm)

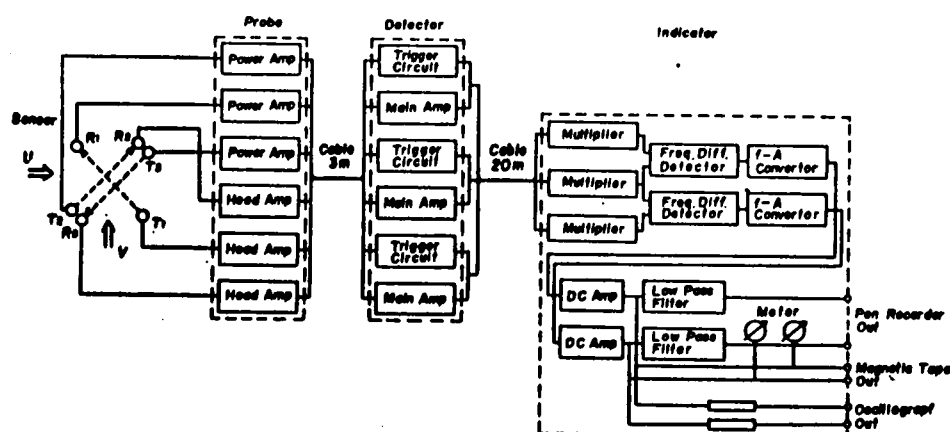


図 2.5. Sing-around 流速計ブロック図.

図 2.5 は流速計のブロック図である。大きく別
けて受感部，検出部，処理部とからなっている。
受感部及び検出部によって上述の Sing-around 系が
構成されていて，両者とも水密性の円筒形容器に
収納され，長さ 3 m の同軸ケーブルで結ばれてい
る（写真 2.1）。

動作の概要を示すと次のようである。受感部では検出部からの信号入力が送信器に加えられる、10 nsec, 40V (Peak) のパルス電圧に変換されるが、この電気信号は音響エネルギーに変換され超音波パルスとして送信器から水中へ発射される。このパルスは水中を伝播の後、受波器で受けられ、増巾の後検出部へ送られる。検出部では前置増巾器からの信号を主増巾器で増巾し、矩形整形回路で整形して自走回路への同期信号が作られる。さらに、同期させられた自走回路のパルス出力は増巾され、低インピーダンス出力として受感部に送られる。したがって水を介して発振を持続することになる。処理部は検出部からくる各 Sing-around 系の信号周波数を逡倍器により 16 逡倍した後、2 組の周波数の差を計算し、これを周波数・電圧変換部によってアナログ信号がえられるようになっている。

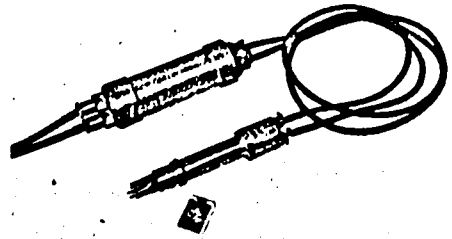


写真 2.1. 受感部及び検出部

本器の主要な特性は次のとおりである。

- i) 流速測定範囲は 2 成分とも $0 \sim \pm 4 \text{ m/sec}$, $0 \sim \pm 2 \text{ m/sec}$, $0 \sim \pm 1 \text{ m/sec}$ の 3 段切換えで、それぞれの場合、 $0 \sim \pm 10 \text{ V}$ の電圧出力をえる。

- ii) 使用超音波周波数は約 10 MHz である。
- iii) 送受波器間隔は $l = 3 \text{ cm}$ である。
- iv) アナログ信号の上限周波数はローパスフィルターによって一応 100 Hz に設定してある。
- v) 使用電源は AC 100V, 50VA であるが, インバーターを用い DC 12V でも使用できる。
- vi) 耐水圧 5 kg/cm^2 以上, 使用温度 $5^\circ \sim 25^\circ \text{C}$ (水中) である。

3. 検定

本器の検定は大阪大学工学部の大型船舶試験水槽で行なった。図 2.6 は受感部の 2 つの軸を測定台車の移動方向に一致させた場合, すなわち, $\phi = 0$ の場合である。図

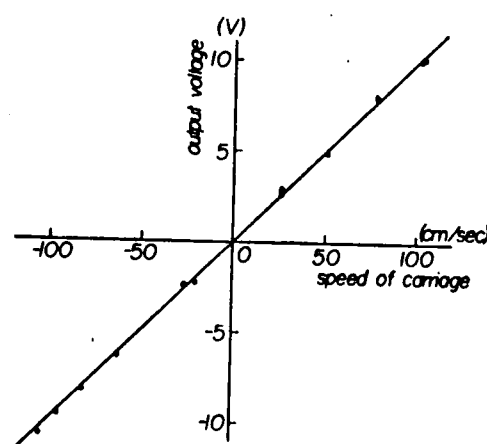


図 2.6. 検定,
○ U 成分, ● V 成分

2.7 は受感の方向特性, すなわち, ϕ を 0 から 2π ままで変化させた場合の流速計の読みを示したものである。図 2.6 は全く問題がないが, 図 2.7 において, 受感部の軸と測定台車の移動方向とが一致しない場合には, 実測値と理論値に相当の差異がみられるが, これは送受波器及びその支持棒の後流域が音響経路を乱

すためと考えられる。

次にその影響を検討しておく。

音響経路における後流域の存在は、音波の伝播に対してはそこに小さい静水域があることに相当すると考えて、その領域に相当する長さを2つの Sing-around 系においてそれぞれ Δl_1 , Δl_2 とすると、Sing-around 周波数は、

$$f_1 = \frac{1}{\frac{l - \Delta l_1}{c - V \cos \theta} + \frac{\Delta l_1}{c}}, \quad f_2 = \frac{1}{\frac{l - \Delta l_2}{c + V \cos \theta} + \frac{\Delta l_2}{c}}, \quad (2.4)$$

となる。したがって、Sing-around 周波数差に対する後流域の存在の影響は、

$$\frac{\Delta f'}{\Delta f} = 1 - \frac{\Delta l_1 + \Delta l_2}{2l}, \quad (2.5)$$

で与えられる。すなわち、後流域の存在は Sing-around 周波数差の減少、したがって流速値の過小評価に相当し、図 2.7 の実測値と理論値のずれの説明が可能である。これは (2.5) から明らかかなよ

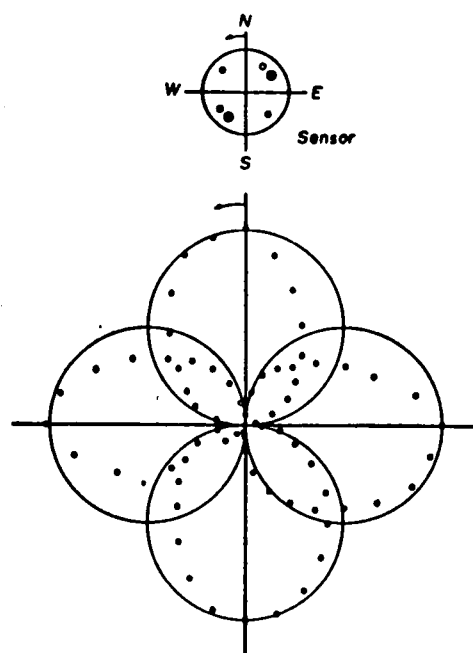


図 2.7. 流速計の方向特性。
 円は理論値、
 ● NS成分, ○ EW成分,
 測定台車の速度は 30 cm/sec.

うに、音響径路に対し送受波器の寸法を相対的に小さくすることで解決できるようである。¹⁶⁾ しながら、実河川における乱れ測定のように、平均流に乗った乱れを測定する場合には、平均流の大きさがかなり大きいので、平均流の方向と受感部の軸を一致させて測定を行なうようにすればほとんど不都合はないはずである。

4. 問題点

水面や壁面に非常に接近して測定を行なうと、それらの境界面からの反射波が受信される場合が生じて、誤差の原因となるが、この種の誤差は記録から簡単に判別が出来るので致命的ではない。

回路の電氣的遅延時間 τ_e に最も大きな影響を与えるものは、受信されるオシ波が必ずしもトリガーに使われないうための遅れである。 τ_e の正確な評価は一般に困難であるが、本装置では $\tau_e \approx 0.4 \mu\text{sec}$ と推算される。したがって、 $l/c = 20 \mu\text{sec}$ に対する τ_e の影響は約2%程度である。

本方式の最も大きな欠点は2つの独立な sing-around 系を用いて流速の1成分を測定しているのので、送受波器間隔の変化が流速計の読みに与える影響が大きいということである。いま1つの sing-around 系の送受波器間隔が l から $l \pm \Delta l$ に変

化したとすると, sing-around周波数差は

$$\Delta f' = \frac{-2V \cos \theta \mp c\epsilon}{l}, \quad (2.6)$$

となる。ここで $\epsilon = \Delta l / l \ll 1$, $\phi = 0$ と考える。

したがって sing-around周波数差に対する音響経路長の変化の影響は(2.3)式を用いて,

$$\frac{\Delta f'}{\Delta f} = 1 \pm \frac{c\epsilon}{2V \cos \theta} = 1 \pm \frac{\epsilon}{V} \times 10^5, \quad (2.7)$$

と与えられる。例えば, $V = 1 \text{ m/sec}$ の場合, 音響経路長が 1μ 変化しても, 周波数差は 3% も変化することになる。

3節 時間差方式超音波流速計⁹⁾

1. 原理

パルス時間差方式による場合の受感部の送受波器 T_1, T_2 及び反射板 M の配置を図 2.8 に示す。音波が $T_1 \rightarrow M \rightarrow T_2$ と伝播する場合と, $T_2 \rightarrow M \rightarrow T_1$ と伝播する場合との所要時間の差から流速を求めるものである。

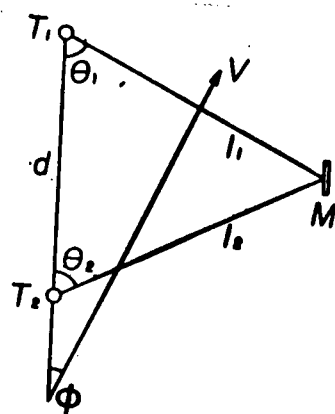


図 2.8. 送受波器 T_1, T_2 及び反射板 M の配置

図2.8のような音響径路を採用した理由は、受感部寸法を小さくして、しかも音響径路を出来るだけ長くして測定精度をあげるためである。

超音波パルスが $T_1 \rightarrow M \rightarrow T_2$ と伝播するに要する時間を t_1 、逆に $T_2 \rightarrow M \rightarrow T_1$ と伝播するに要する時間を t_2 とすると、

$$\begin{aligned} t_1 &= \frac{l_1}{c - V \cos(\theta_1 + \phi)} + \frac{l_2}{c - V \cos(\theta_2 - \phi)} + \tau_e, \\ t_2 &= \frac{l_2}{c + V \cos(\theta_2 - \phi)} + \frac{l_1}{c + V \cos(\theta_1 + \phi)} + \tau_e. \end{aligned} \quad (2.8)$$

ここに c は音速、 τ_e は電氣的遅延時間である。

したがって、両伝播時間の差及び和はそれぞれ、 $(V/c)^2 \ll 1$ の関係を用いて、

$$t_1 - t_2 = \frac{2dV \cos \phi}{c^2}, \quad t_1 + t_2 = \frac{2(l_1 + l_2)}{c} + 2\tau_e, \quad (2.9)$$

となり、さらにこの両式から、

$$V \cos \phi = \frac{(l_1 + l_2)^2}{d} \cdot \frac{t_1 - t_2}{(t_1 + t_2 - 2\tau_e)^2}, \quad (2.10)$$

がえられる。ここに d は T_1 、 T_2 間の距離である。普通 $t_1 + t_2 \gg 2\tau_e$ である。この方式においても、温度変化の影響などを全く受けず、流速を正確に測定することが可能である。

本装置の受感部を図2.9及び写真2.2に示す。

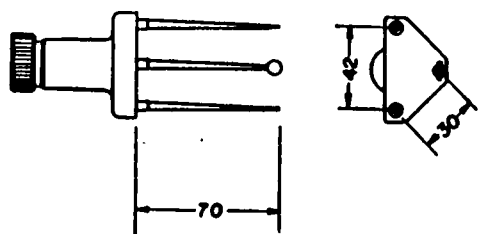


図2.9. 受感部(単位mm).

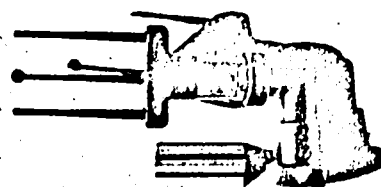


写真2.2. 受感部の外観

チタン酸バリウム圧電素子の送受波器は長さ7cmの支持棒の先端に取り付けてあり、その配置は図2.8において $\overline{T_1M} = \overline{T_2M} = 3\text{cm}$, $\angle T_1MT_2 = \pi/2$ である。

図2.10は流速計のブロック図である。

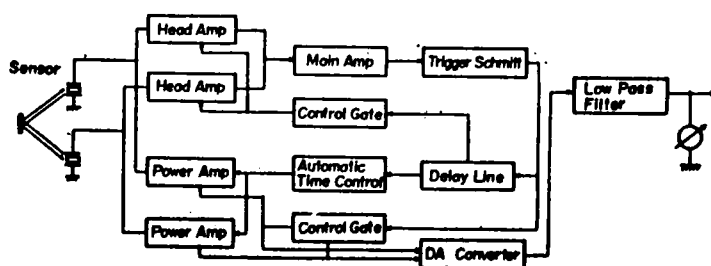


図2.10. 時間差方式流速計のブロック図

次に動作の概要を示す。まず40V, 20nsecのパルス電圧を送振器に加え、この電気信号を音響エネルギーに変換し、超音波パルスとして送波器から水中を通して反射板に向けて発射する。反射板から反射してきた超音波パルスを受波器で受け、増やし、波形整形回路へ送って矩形パルスに変換

した後自走回路を同期させ、もう一方の送振器に送られるように切換器で送受波器を交互に切換える。これら交互に切換えられたパルスを低域波器に通してアナログ変換する。

本器の主要特性は次のとおりである。

- i) 流速測定範囲は $0 \sim \pm 0.5 \text{ m/sec}$, $0 \sim \pm 1.0 \text{ m/sec}$, $0 \sim \pm 1.5 \text{ m/sec}$ の3段切換えで、そのときの出力電圧はそれぞれ $0 \sim \pm 1\text{V}$, $0 \sim \pm 2\text{V}$, $0 \sim \pm 3\text{V}$ である。
- ii) 使用超音波周波数は約 10 MHz である。
- iii) 送受波器と反射板の間隔は 3 cm である。
- iv) アナログ信号の上限周波数は、シャ断周波数 $0.1, 0.5, 1, 10, 30 \text{ Hz}$ の5段切換えの低域波器で設定される。
- v) 使用電源は $\text{AC } 100\text{V}$ である。
- vi) 耐水圧は 5 kg/cm^2 以上、使用温度は $0 \sim 30^\circ\text{C}$ 。

3. 検定

検定方法は sing-around 方式の流速計における場合と同じである。

その結果を図2.11及び図2.12に示す。図2.12の方向特性の検定結果における理論値と実測

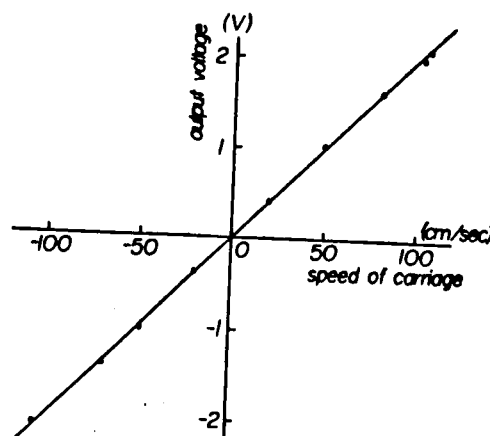


図2.11. 検定結果
 $\phi = 0$ の場合

値とのずれの原因は sing-around 流速計における場合と同じである。

4. 問題点

境界からの反射波の影響や、電氣的遅延時間の影響は sing-around 流速計の場合とほとんど変わらないが、受感部間隔の変化に対しては本方式がはるかに有利である。

簡単のために送受波器が流れ方向に距離 l で配置されているとすると、上流方向及び下流方向の超音波パルスの伝播時間は、

$$t_1 = \frac{l}{c-V}, \quad t_2 = \frac{l}{c+V}, \quad (2.11)$$

となり、その差は

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{2Vl}{c^2} \quad (2.12)$$

となる。いま音響径路が $\pm \Delta l$ だけ変化したとすると、

$$t_1' = \frac{l \pm \Delta l}{c-V}, \quad t_2' = \frac{l \pm \Delta l}{c+V}, \quad \Delta t' = t_1' - t_2' = \frac{2Vl(1+E)}{c^2}, \quad (2.13)$$

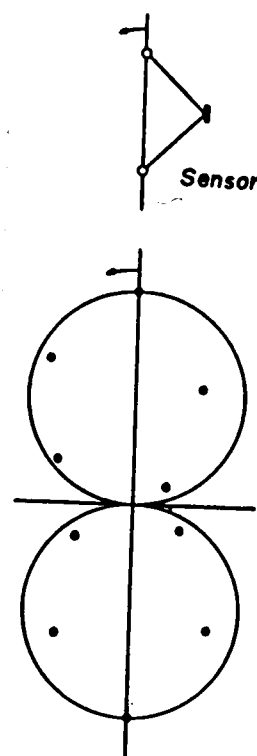


図 2.12. 方向特性.
円は理論値, 測定
台車のスピードは 30 cm/s.

であるから、 $\epsilon = \Delta l / l$ とすると、

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t} = 1 \pm \epsilon \quad (2.14)$$

となる。したがって、本装置においては送受波器間隔が 1mm 程度変化しても、流速値に与える影響は 2% ほどである。

しかし、本方式によると検出しなければならない時間差は (2.9) 式から明らかのように、もし $V = 1 \text{ cm/sec}$ とすると、 $t_1 - t_2 \approx 5 \times 10^{-10} \text{ sec}$ となり、これは現在のエレクトロニクスの技術の限界といわれている。すなわち、低流速の測定が困難であるという欠点があるが、河川における乱れ測定には、sing-around 方式のものととも非常に有用であると考えられる。

第 4 節 結 論

以上河川における乱れの測定法について詳細に検討するとともに、新しく超音波を利用した流速計を開発し、その特性を解析したが、えられた成果を要約するとつぎのようである。

1. 河川乱流用流速計としては、最小乱子領域の測定には細心の注意のもとに熱膜式の流速計を用いなければならぬであろうが、中間乱子領域及びそれ以上の寸法の乱子構造の測定のためには超音波流速計が最も適していることを示した。しかし、特定の目的に対してはフロペウ式流速計も非常に有用な測器であることを示した。

2. オ2, 3節で述べた超音波流速計にはまだ多くの改良の余地があるが、現段階において最も信頼できる乱れ測定を可能にするものである。

3. 問題点としては、sing-around方式では送受波器間隔の変化の問題、時間差方式では検出時間差が短かすぎることである。その改良策としては、図2.8のような送受波器配置のもとに、1往復ごとの時間差でなく、 $T_1 \rightarrow T_2$ を n 回、次に $T_2 \rightarrow T_1$ を n 回くり返して、 n 回の時間差を計算することで相当解決されるであろう。すなわち、時間差とsing-aroundの両方式の混合方式に近いものである。

オ2, 3節で述べた測器では、受感部において不必要に高い周波数の変動まで検出して、電気回路の最後でろ波を行っているが、混合方式を採用すると受感において物理的に意味のあるろ波を行うこ

とができて、回路的にも合理的である。

ここに製作した流速計の電気回路はすべてソリッドステート化してあるが、さらに高度の集積回路を採用すれば流速計の水中部分を著しく小さくすることができ、実用性のさらに高い流速計となるであろう。

参考文献

- 1) Ogura, Y., Relations between the length of time under analysis and the statistical quantities of the atmospheric turbulence. J. Met. Soc. Japan, 30, (1952), 103.
- 2) 余越正一郎, びわ湖疏水における乱れの観測, 京大防災研年報, 9, (1966), 513.
- 3) Rudiš, M. and Smutek, R., Relations between turbulence characteristics and the hydraulic parameters of the shear flow, Acta Technica ČSAV, 11, (1966), 310.
- 4) Yokosi, S., The structure of river turbulence, Bull. D.P. R.I., 17, (1967), 1.
- 5) 今本博健, 上野鉄男, 南木路流れにおける乱れの空間相関特性について, 京大防災研年報, 13B, (1970), 333.
- 6) Nece, R.E. and Smith, J.D., Boundary shear stress in rivers and estuaries, J. ASCE, WW2, (1970), 335.
- 7) 余越正一郎, 角屋睦, Hot-film 乱流計, 昭39農土学会講演要旨, (1964), 169.
- 8) Grant, H.L., Stewart, R.W. and Moilliet, A., Turbulence spectra from a tidal channel, J. Fluid Mech., 12, (1962), 241.
- 9) Ishihara, Y. and Yokosi, S., Ultrasonic flowmeters for measuring river turbulence, Bull. D.P.R.I., 18(3), (1969), 49.
- 10) Dunn, D.J., The sing-around velocimeter and its use in measuring the size of turbulent eddies in the sea,

Electronic Eng., 84, (1965), 433.

- 11) Middleton, F.H., An ultrasonic current meter for estuarine research, J. Marine Res., 14, (1955), 176.
- 12) Bowden, K.F. and Fairbairn, L.A., Measurement of turbulent fluctuations and Reynolds stresses in a tidal current, Proc. Roy. Soc. A, 237, (1956), 422.
- 13) Jezdinský, V., Čákr, J., Rudiš, M. and Smutek, R., Macro-turbulence measurements in natural streams, Proc. 12th Congr. IAHR, Vol. No. 2, (1967), B 38.
- 14) 石原安雄, 余越正一郎, 超音波流速計による河川乱流の測定, 才11回水理講演会講演集, (1967), 53.
- 15) Ishihara, Y. and Yokosi, S., The spectra of turbulence in a river flow, Proc. 12th Congr. IAHR, (1967) Vol. 2, 290.
- 16) Zubkovskii, S.L., Frequency spectra pulsation of the horizontal component of wind velocity in the surface air layer, Izv. Acad. Sci. USSR, Geophy. Ser, No. 10, (1962), 887.

オ 3 章 河川乱流の二重構造に関する研究

オ 1 節 概説

河川の流れは河道の形状によってかなりの影響を受けるであろうことはオ 1 章 オ 4 節で述べたとおりである。実際の河道形状は非常に複雑に変化しているが、基本的には河巾と水深とで制約された流れと考えることができる。本研究は前述したように主としてかなり理想的な河川、すなわち、河巾が広くかつ比較的一様な直線河道の流れを対象としているが、これは河川のもっとも基本的要素と考えられる河巾と水深との効果を調べることを目的としたためである。

もちろん、現実の河川ではこのような場合は少なく、河道の彎曲、河床の凹凸、流砂などが存在し、上記の意味での基本的性格が変化する。しかし、こうした変化は、基本的性格を解明した後、究明すべき問題と考えるものであって、換言すると、実際の河川流れは、比較的一様な流れが境界の変化によって変形し、あるいは流砂などによって他の性格が重なりあつたりしたものと考えることができる。

このように、河川の流れを基本的に河巾と水深

とによって制約された流れを考えると，オ1章で論じたように，最近の大気乱流や海洋乱流に関する研究成果から類推して，流れの場の幾何学的条件，すなわち河川の場合には寸法がかなり違う河巾と水深とによって乱流の巨視的な構造が決定されると考えてよいであろう。本章はこうした観点から，河川乱流の巨視的な構造について研究したものである。

すなわち，オ2節では，上述の考え方から生ずる河川乱流の二重構造の存在を観測と若干の考察から実証し，つぎにオ3節では，二重構造の把握の基礎である Kolmogorov に始まる最近の乱流理論の大きな成果の一つである中間乱子領域（局所等方性理論の成立する領域）の存在を実証して，河川乱流の巨視的な構造を明らかにしようとしたものである。

オ2節 二重構造の存在

1. 河川乱流の二重構造の成因に関する考察

Kolmogorov に始まる乱流理論¹⁾によると，十分大

きなレイノルズ数の流れでは、最大乱子が発生すると、それに続く中間乱子領域が形成される。

最大乱子をエネルギー流入端、最小乱子をエネルギー消散端とする中間乱子領域では、スペクトルの $-5/3$ 乗則が成立するエネルギーカスケードが存在することが証明されている。

さて、最大乱子はいわば平均流の不安定性から発生するが、大気乱流や海洋乱流の研究成果から類推すると、一般にその寸法は不安定性の原因となる流れの場を代表する幾何学的寸法 L と同程度であると考えることができる。したがって、このような乱れのエネルギーの供給源の幾何学的寸法を L_1, L_2, \dots とすれば、寸法 L_1, L_2, \dots 程度の大きさの最大乱子が形成されるが、乱れのエネルギーはスペクトルの波数 $1/L_1, 1/L_2, \dots$ の位置に集中的に流入することになる。このとき、 $L_1 \gg L_2 \gg \dots$ であれば、それぞれの波数面の領域にスペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する中間乱子領域の存在がみられるであろう。すなわち、流れの場の最大の最大乱子 L_1 によって形成されたスペクトルの上の波数 $1/L_2$ の位置に、最大乱子 L_2 によって形成されたスペクトルが重畳し、これが順次続いた状態で全体としてのスペクトルが構成されることが考えられる。このようなスペクトルの多重構造は

オ1章でも簡単に記したように，すでに大気乱流，海洋乱流において知られている。Van der Hoven²⁾は高さ100mの塔の上で風速の水平成分を測定してスペクトルを計算

したが，図3.1はその結果を転載したものである。周期が約4日のシフトスケールと，周

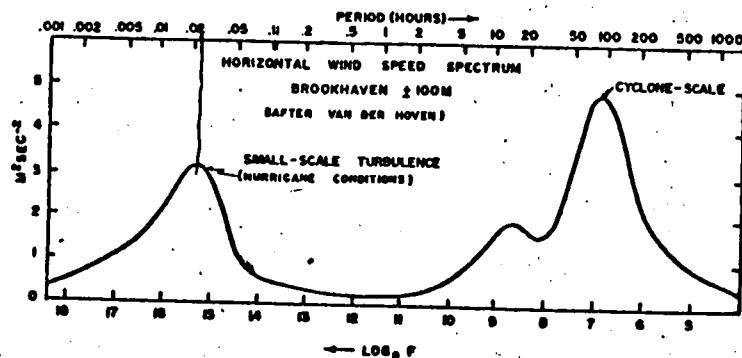


図3.1. 風速変動スペクトル(Van der Hoven)

期が約1分程度のミクロスケールにエネルギー集中があり，メソスケールにエネルギーのギャップが存在している。シフトスケールのエネルギーは移動性の高低気圧にもとづくもので，その水平スケールは100kmの程度で，2次元的な乱流場に属していると考えてよいであろう。またミクロスケールのエネルギーは地面の存在にもとづく次元的な乱流境界層の乱れである。このような風速変動もさらに地表面に近いところで測定すると，周期が24時間のエネルギーピークの存在も知られている³⁾。

一方海洋においては，Kolmogorovの理論の出て直後にStommelが海洋乱流場の多重構造の存在を予想したが，それを明確に打出したのはOzmidov⁴⁾である。

Ozmidov は海洋乱流場へのエネルギー流入は、月波のスケールと潮汐振動のスケール及び海洋全体にわたるような大規模な擾乱のスケールに集中していて、それらの中間のスケールには Kolmogorov のスペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する中間乱子領域が存在するとして、図 3.2 のようなスペクトルを提案した。さらに、Ozmidov は現象のスケールによって、Richardson の拡散係数の $4/3$ 乗則にそれが存在する原因を図 3.2 のスペクトルから解釈することに成功した⁵⁾。

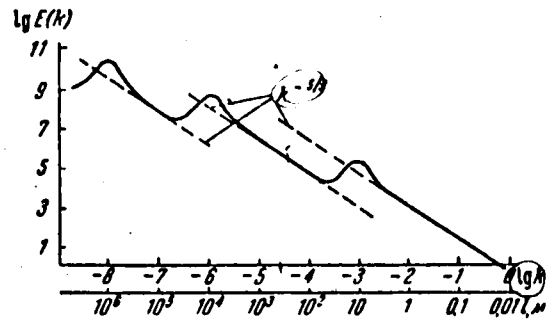


図 3.2. 海洋乱流スペクトル(Ozmidov)

ところで、河川における乱れエネルギーの基本的な供給源は流れの場を全体として規定する河巾と水深であることは前述のとおりである。また一般の河川においては、河巾は水深にくらべて著しく大きいので、河川乱流スペクトルには少なくとも 2 つの $-5/3$ 乗則^{成立}の中間乱子領域が存在することが予想される。これを河川乱流スペクトルの二重構造と呼ぶことにする。

2. 観測とその結果

河道の弯曲や河川構造物などによるエネルギー供給の影響の少ない河川流れにおいて、この二重構造の存在を実証するために現地観測を実施した。⁶⁷⁾

i). 観測

観測場所には京大防災研究所宇治川水理実験所の前を流れる宇治川をえらんだ。図3.3にその附近の地図を示す。この図の範囲では、河巾は一様に100mで、断面形状も比較的一様なうえに極端な弯曲

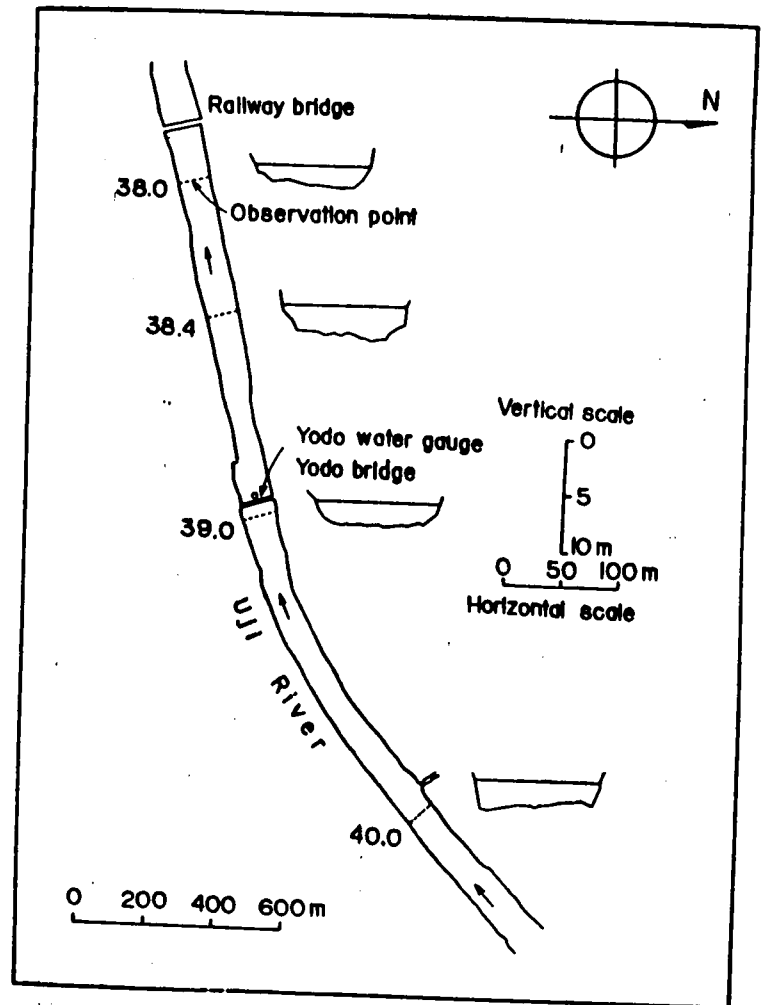


図3.3. 宇治川観測位置

や大流量の流入もなく、観測目的には一応適切な場所と考えられる。さらに都合のよいことは観測点の1km上流に量水塔があり、観測期間中の流量変化がわかることであった。

観測にあたっては兩岸から張ったワイヤーのほぼ中央に流速計をつらし、すこし離れたモーター

ボートの上でペン書き記録計に流速変動を記録した。観測に使用した流速計は市販の発電式フロペラ流速計で、フロペラの直径は14 cm、ペン書き記録計と連結したときの時定数は観測の流速で1 sec以下であった。流速計は河床凹凸の影響をできるだけ少なくするために水面下40 cmに位置するようにつるし、1時間連続観測を行った。観測時の平均的水理条件は、河中 $B=100\text{ m}$ 、水深 $H=2.7\text{ m}$ 、測定時間内の平均流速は $\bar{U}=1.3\text{ m/sec}$ 及び 1.44 m/sec であった。

1) 解析結果とその考察

スペクトル密度を計算するために、流速計の時定数を考えて1 sec 間隔で流速値を読みとった。流速変動のスペクトル巾は非常に広いので、実際の計算にあたっては1 sec 間隔の記録を360個、すなわち6 min.のデータに相関点60で計算したものと、 $F = \frac{360 \times 12}{60}$ 10 secの移動平均をしたものからえた10 sec 間隔の記録を360個、すなわち1 hr.のデータで相関点60で計算をしたスペクトルを重ねあわせることにした。えられた1次元スペクトル $F(n)$ を図3.4に示す。 n は周波数である。図中の黒丸はデータ間隔1 secのもの、白丸はデータ間隔10 secのもので、直線は $-5/3$ 乗の勾配を示している。

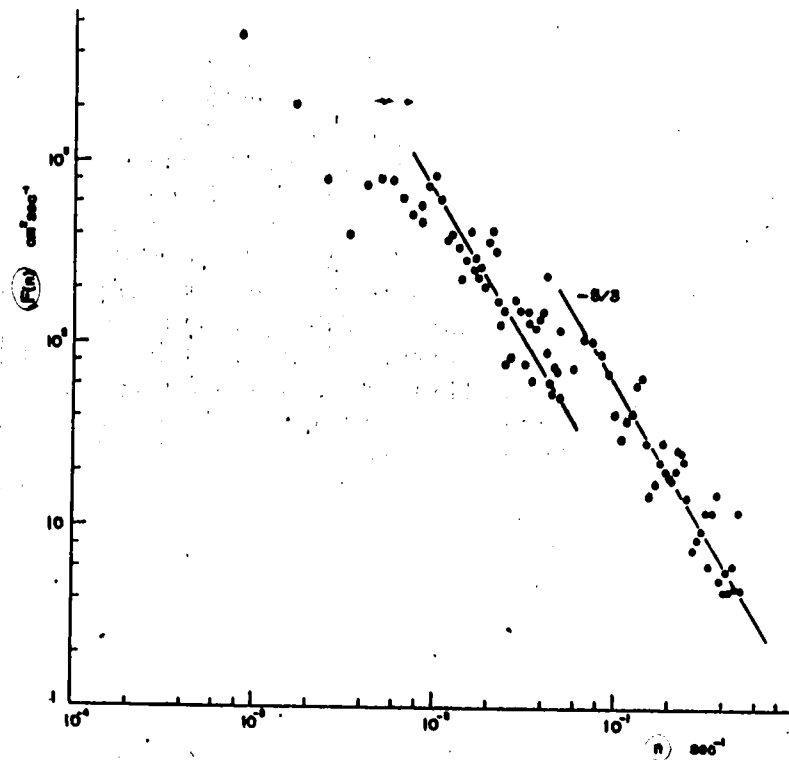


図3.4. 1次元スペクトル, $B=100\text{m}$, $H=2.7\text{m}$, $\bar{u}=1.3\text{ m/sec}$.

$$K = \frac{\pi n}{\bar{u}} = \frac{0.05 \times 6.28}{1.3} = \frac{1}{4} \quad (\text{1/m})$$

図3.4をみると, 水深の 10^2 倍程度の乱子の通過周波数 $n = \bar{u}/(10H) \approx 0.05\text{ Hz}$ を境として2つの平衡領域が存在し, スペクトルの $-5/3$ 乗則が成立していることが認められる。

観測場所は同じであるが, 測点が少し異なり平均流速が $\bar{u}=1.4\text{ m/sec}$ の場合の自己相関係数を図3.5に示す。

これはスケールが大きく異なり続

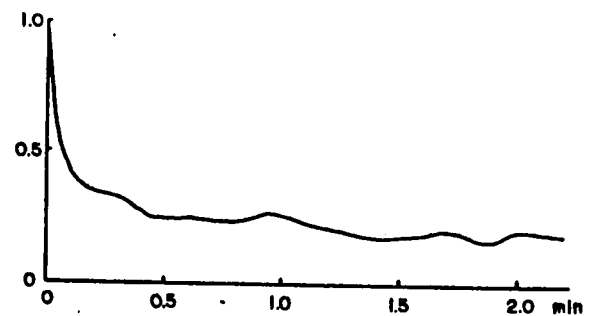


図3.5. 自己相関係数, $B=100\text{m}$, $H=2.7\text{m}$, $\bar{u}=1.4\text{ m/sec}$.

計的に無関係な定常確率過程の和の自己相関係数の形と非常に類似していることがわかる⁸⁾。

フズにスペクトルのエネルギー一集中の度合を

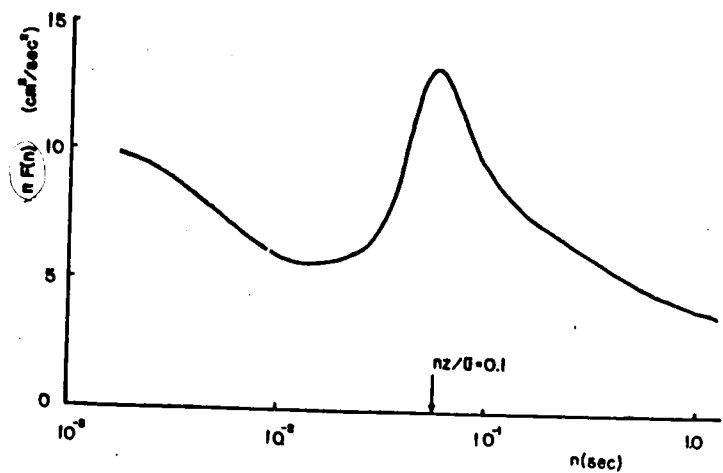


図3.6. 1次元スペクトル, $B=100\text{m}$, $H=2.7\text{m}$, $\bar{u}=1.4\text{m/sec}$.

もっとわかりやすく示したものが図3.6である。

これは図3.5の相関係数から求めたスペクトル $F(n)$ を $nF(n) \sim \log n$ でプロットしたものである。その理由は $\int F(n) dn = \int nF(n) d\log(n)$ と表わされることにもとづいている。図3.6をみると、水深の10倍程度の乱子の通過周波数 $n \approx \bar{u}/(10H) \approx 0.1$ にスペクトルのピークがあり、それよりさらに低い周波数にもエネルギーの集中が認められ、両者の間にエネルギーのギャップが存在していることがわかる。

以上の結果から、前に予想したように一様な河川流れでは、スペクトルを特徴づけるスケールとしては河中 B 、水深 H 、最小乱子の大きさ η の3つがあり、それらの間には一般に $B \gg H \gg \eta$ の関係が成立しているので、 $B \sim H$, $H \sim \eta$ の間にスペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する領域が存在するものとし

て理解することができる。

しかし、図3.4のように両領域とも $-5/3$ 乗則の成立がみられるが、その乱流構造には本質的な差異があると考えられる。すなわち、低周波領域に相当する乱流場は平面的スケールがかなり大きいので、鉛直方向にはほぼ一様な乱れ特性をもった2次元的な乱れであり、その特性は水平方向にのみ変化しているであろう。このような意味で、低周波領域の乱流場を水平乱流場と呼ぶことにする。水平乱流場の乱子は鉛直方向に水深で制約された薄いものである。このことは丁度大気乱流において天気図上の移動性の低気圧が水平乱流場の乱子に相当することに対応するものである。一方、高周波側の乱流場は運動の場が3次元的な広がりを持ち、普通の乱流境界層的な乱れの場である。すなわちその特性は3次元的で、特に鉛直方向に著しく変化しているので、水平乱流場と対応する意味で鉛直乱流場と呼ぶことにする。

したがって、図3.4のスペクトルで、水平乱流場のものは2次元乱流場の1次元スペクトル、鉛直乱流場のものは3次元乱流場の1次元スペクトルを示すと解釈することができる。なお、2次元乱流場においても $-5/3$ 乗則が成立することはオ5章でも述べるが、Kraichnanにより理論的にも示され

ている。

オ 3 節 中間乱子領域の存在

以上によって，河川乱流の二重構造と，Kolmogorov にはじまる乱流理論における局所等方性理論が成立するここでのいう中間乱子領域が存在することが確認されたのであるが，以下この中間乱子領域について，もう少し詳細に検討しておく。

1. 局所等方性理論の概要

対象となる乱流場が2次元のであり，3次元のであり，ゆれゆれが流速計を用いて検出することができるものは平均流に乗って流速計を通過する乱れの1次元的な特性である。3次元エネルギースペクトル $E(k)$ に関しては中間乱子領域において Kolmogorov の $-5/3$ 乗則が成立しており，

$$E(k) \sim k^{-5/3}$$

と表わされる。3次元乱流場の1次元スペクトル $F(k_1)$ と3次元スペクトル $E(k)$ の関係は等方性領域ではよく知られているように¹⁾，

$$F(k_1) \sim \int_{k_1}^{\infty} E(k) \frac{k^2 - k_1^2}{k^3} dk$$

であるから、1次元スペクトルにも $-5/3$ 乗則が成立して、

$$F(k_1) \sim k_1^{-5/3}$$

となる。

一方2次元スペクトルに関しても Kraichnan によると $-5/3$ 乗則が成立している⁹⁾、

$$E(k) \sim k^{-5/3}$$

となるが、2次元乱流場の2次元スペクトルと1次元スペクトル $F(k_1)$ の関係は小倉によると¹⁰⁾

$$F(k_1) \sim \int_{k_1}^{\infty} E(k) \frac{\sqrt{k^2 - k_1^2}}{k^2} dk$$

となり、 $F(k_1)$ にはもはや $-5/3$ 乗則の成立はみられない。しかし小倉の数値計算の結果によると、2次元乱流場の2次元スペクトルが $-5/3$ 乗則に従っていれば、その1次元スペクトルも実用上、 $-5/3$ 乗則が成立しているとみなしてもよいことがわかる。このことをうづける事実としては、海洋水平乱流場の拡散実験から、スペクトルの $-5/3$ 乗則に相当する拡散における Richardson の $4/3$ 乗則が実証されていることである¹¹⁾。したがって、ここでは3次元乱流場の1次元スペクトルにも、2次元

乱流場の 1 次元スペクトルにも $-5/3$ 乗則が成立しているものとして, Kolmogorov の理論の重要な結果を井上⁽¹²⁾の乱流理論的表現を用いて表すゆえと次のようである。

距離 r 離れた 2 点 P , P' におけるその方向の速度成分を $u_L(P)$, $u_L(P')$ とするとき,

$$D_{LL}(r) = \overline{[u_L(P) - u_L(P')]^2}$$

を 2 次の速度構造函数とよべば, 最大乱子の寸法を L , 最小乱子の寸法を η とすると, 局所等方性の成立する中間乱子領域 $\eta \leq r \leq L$ では Kolmogorov-Oboukhov の法則⁽¹⁾により,

$$D_{LL}(r) = C(\varepsilon r)^{2/3} \quad (3.1)$$

となる。ここで, C は普遍定数, $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$, ε はエネルギー散逸率である。 ε はまたエネルギーカスケードの密度とも考えることができる。

Kolmogorov によると 3 次の構造函数

$$D_{LLL}(r) = \overline{[u_L(P) - u_L(P')]^3}$$

を導入すれば, ひずみ度

$$S = D_{LLL}(r) / [D_{LL}(r)]^{3/2} \quad (3.2)$$

は中間乱子領域では絶対定数となり,

$$C = \left(\frac{4}{5} |\epsilon| \right)^{2/3} \quad (3.3)$$

の関係が成立する。さらに局所等方性の条件下においては、 $D_{LL}(r)$ と $D_{LLL}(r)$ はKolmogorovの方程式によって次のように関係づけられている。

$$D_{LLL}(r) - 6\nu \frac{\partial D_{LL}(r)}{\partial r} = -\frac{4}{5} \epsilon r.$$

したがって、 $r \gg \eta$ では粘性の影響は消えて、

$$D_{LLL}(r) = -\frac{4}{5} \epsilon r \quad (3.4)$$

となる。

さて、平均流速 \bar{u} に乗って流下する乱子運動を流速計を用いて測定する場合を考えて、(3.1)を乱子の通過時間 t によって表わめすと

$$D_{LL}(t) = C (\epsilon \bar{u} t)^{2/3}, \quad t_\eta \leq t \leq t_0. \quad (3.5)$$

ここに、 $t_\eta = \eta / \bar{u}$ 、 $t_0 = L / \bar{u}$ はそれぞれ最小乱子と最大乱子の通過時間である。(3.5)をスペクトル表示すると、乱子の通過角周波数を ω として次がえられる。

$$F(\omega) = A (\epsilon \bar{u})^{2/3} \omega^{-5/3}, \quad \frac{2\pi \bar{u}}{L} \leq \omega \leq \frac{2\pi \bar{u}}{\eta}, \quad (3.6)$$

ここで A は普遍定数で、(3.1)あるいは(3.5)の C と次の関係にある。

$$A = \frac{2}{3\Gamma(1/3)} C \approx \frac{C}{4} \quad (3.7)$$

(3.6) 式が有名な Kolmogorov の $-5/3$ 乗則の通過角周波数による表現である。」

2. 中間乱子領域の存在

さて、流れの場のレイノルズ数を Re とすると、最大乱子と最小乱子の寸法の比は

$$L/\eta = Re^{3/4} \quad (3.8)$$

で表わされる¹⁾。上式からレイノルズ数の非常に大きな河川乱流場においては、スペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する中間乱子領域が巾広く存在するであろうことが簡単に予想できる。

いろいろなレイノルズ数の河川乱流場においてスペクトルの $-5/3$ 乗則が成立していることを、三の例から示そう。スペクトルは便宜上、通過周波数 n で表示する。以下に示す観測の詳細はオ 4, 5 章を参考にされたい。

図 3.7 はびり湖疏水において時間差方式超音波流速計（オ 2 章オ 3 節）を用いて求めた 1 次元スペクトルである¹³⁾。このときのレイノルズ数は長さの代表寸法として水深を用いれば約 10^6 であった。図 3.8 は宇治川においてフロペラ式流速計を用いて

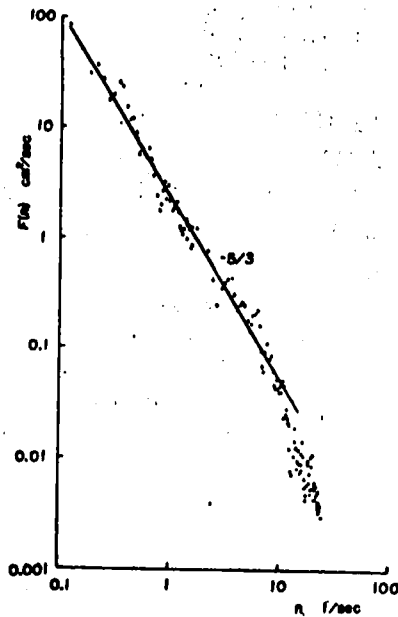


図3.7. びわ湖疏水における
1次元スペクトル, $H=1.2\text{m}$,
 $\bar{u}=1.0\text{m/sec}$, $z=0.8\text{m}$,
 $Re \approx 10^6$.

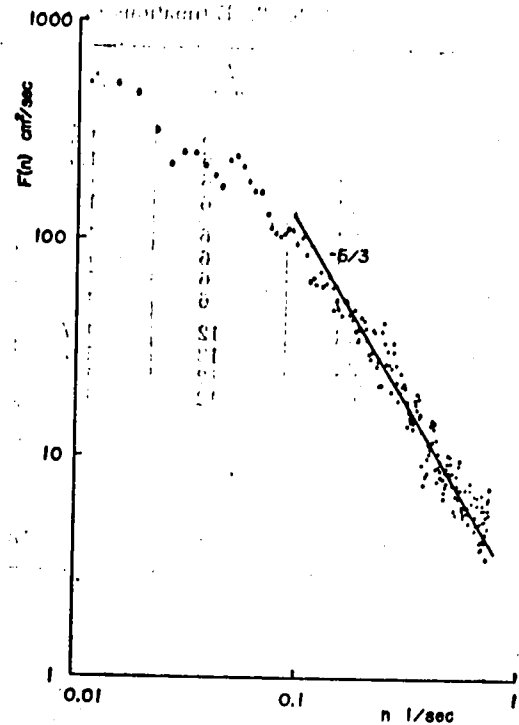


図3.8 宇治川における1次元スペ
クトル, $H=2.7\text{m}$, $\bar{u}=1.4\text{m/sec}$,
 $z=2.3\text{m}$, $Re \approx 4 \times 10^6$.

求めたスペクトルで¹³⁾、このときのレイノルズ数は水深を用いて約 4×10^6 であった。 z は流速計の設置高度である。

図3.7, 図3.8 の場合の流れる場合は、河床から発達した3次元的な境界層の乱れ、すなわち鉛直乱流場の1次元スペクトルである。つぎに、河中を特徴的寸法とするスケールの大きな2次元的な乱れの場合、すなわち水平乱流場の1次元スペクトルについてみる。図3.9^{*}は河中240mの北利根川において、受感部寸法197mの時間差方式超音波流速

* この資料は建設省利根川下流工事事務所の提供による。

計でえられたスペクトルである。河中を長さの代表寸法としたレイノルズ数は約 5×10^7 であった。

以上示した例はいずれも成分の速度変動のスペクトルであるが、その他の成分の流速変動のスペクトルにも $-5/3$ 乗則の成立がみられる。図3.10

は宇治川において、sing-around 方式超音波流速計を用いて、レイノルズ応力の測定を行った結果の1例であるが、⁽⁴⁾ w 変動成分のスペクトル F_{ww} にも $-5/3$ 乗則が成立していることがわかる。

以上の例からわかるように、河中乱流場においても Kolmogorov の局所

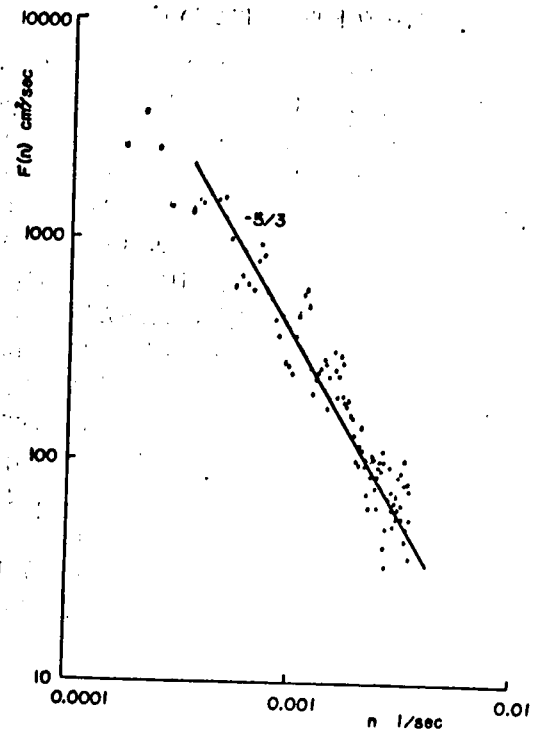


図3.9. 北利根川における1次元スペクトル, $B=240\text{m}$, $\bar{u}=20\text{cm/sec}$, $Re \approx 5 \times 10^7$.

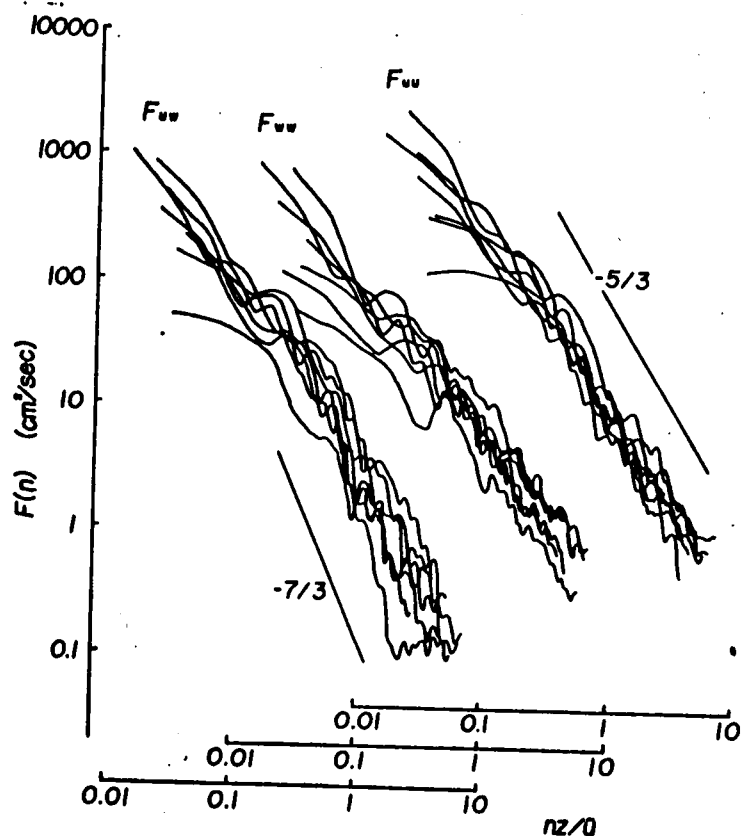


図3.10. 宇治川におけるレイノルズ応力の測定, $H=2.1\text{m}$, $\bar{u}=1.1\text{m/sec}$, $Re \approx 2 \times 10^6$.

等方性乱流理論がかなりの精度で適用できることがわかった。すなわち、気象学や海洋学の分野におけると同様に、河川乱流場においても局所等方性の理論の広い応用範囲がみられていることが明確になったといえよう。

オ 4 節 結 論

比較的一樣な河川における乱流場を巨視的にみた場合の基本的構造について述べてきたが、えられた成果を要約すると次のとおりである。

1. 河川乱流場の基本構造は、大気乱流や海洋乱流から類推して、河巾と水深とによって規制された二重構造をなすことを予測し、それを実証した。
2. 水深にくらべて河巾が著しく大きな河川流においては、平均流から乱れへのエネルギー流入端として、河巾に規制された河巾程度の寸法をもつ乱子と、水深のほぼ10倍の寸法をもつ乱子とが存在し、消散端としては、いわゆる最小乱子であることが確かめられた。

3. 河中に規制される乱流場の最大乱子から，水深のほぼ10倍の乱子までの領域は乱子の寸法が水深にくらべてかなり大きいために2次元的な乱れと考えられる。これを本文では水平乱流場と呼んでいるが，その速度変動の1次元スペクトルの分布はKolmogorovの局所等方性理論から導びかれる $-5/3$ 乗則にほぼ従うことが確認された。

4. 水深のほぼ10倍の寸法をもつ乱子は水深に規制されるものと考えられる。これ以下の寸法の乱れは3次元的であり，いわゆる境界層内の乱れと同種であり，この意味において本文では鉛直乱流場と呼んでいるが，その1次元スペクトル分布も $-5/3$ 乗則に従い局所等方性が成立する中間乱子領域が存在することが確かめられた。

5. 結論的には，河川乱流場の基本構造として，河中程度の寸法をもつ水平乱流場の最大乱子および水深のほぼ10倍の寸法をもつ鉛直乱流場の最大乱子が存在し，それらの間の領域では2次元的性格の強い水平乱流場となっておりかつ局所等方性の仮説が成立する中間乱子領域が存在する。さらに水深のほぼ10倍の寸法をもつ最大乱子から乱れのエネルギーが粘性で消散すると考えられる最小

乱子までの鉛直乱流場では3次元の乱れで、いわゆる境界層乱れと同種であって、その内にいわゆる中間乱子領域が存在する。

以上、河川乱流の基本的な構造について研究した成果であるが、鉛直乱流場および水平乱流場のそれぞれの内部構造や特性については次章以下に述べる。

参考文献

- ① Monin, A.S. and Yaglom, A.M., Statistical Hydromechanics, The Mechanics of Turbulence, (Nauka Press), (1967).
- 2) Van der Hoven, Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour, J. Met., 14, (1957), 160.
- 3) Oort, A.H. and Taylor, A., On the kinetic energy spectrum near the ground, Monthly Weather Rev., 97, (1969), 623.
- ④ Ozmidov, R.V., Energy distribution between oceanic motions of different scales, Izv. Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser., (1965) 257.
- 5) Ozmidov, R.V., The dependence of the horizontal turbulent exchange coefficient in the ocean on the scale of the phenomenon, Izv. Atmos. and Ocean. Phys., 4(11), (1968), 1224.
- 6) Yokosi, S., The structure of River turbulence, Bull. DPRI, Kyoto Univ., 17(2), (1967), 1.
- 7) 余越正一郎, 淀川の大規模乱れ, 東大防災研年報, 10B, (1967), 179.
- 8) Townsend, A.A., The structure of turbulent shear flow, (Cambridge U.P.), (1956), 315.
- ⑨ Kraichnan, R., Inertial subrange in two-dimensional turbulence, Phy. Fluids, 10, (1967), 1417.
- ⑩ Ogura, Y., The structure of two-dimensionally isotropic turbulence, J. Met. Soc. Japan, 30, (1952), 59.

- 11) Okubo, A., A new set of oceanic diffusion diagrams, Chesapeake Bay Inst., TR 38, (1968).
- 12) 井上 栄一, 地表風の構造, 農技研報告 A2, (1952).
- 13) 余越 正一郎, 河川における乱流エネルギー消散率について, 京大防災研年報, 11B, (1968), 191.
- 14) 石原 安雄, 余越 正一郎, 上野鉄男, 河川におけるレイノルズ応力の分布について, 京大防災研年報, 12B, (1969), 503.

第4章 鉛直乱流場の構造に関する研究

第1節 概説

河川の鉛直乱流場は基本的には河床と水面で制約された領域において、河床の存在にもとづく強いシアで制御された水が運動している乱流境界層として理解することができる。水深と平均流速から構成される鉛直乱流場のレイノルズ数、 $Re = UH/\nu$ は、通常の河川では $10^6 \sim 10^7$ にも達し、そこには速度変動の巾広いスペクトルが存在していることは第3章で述べたとおりである。すなわち、近代乱流理論によれば、オイラー的なスペクトルの巾は $Re^{3/4}$ 、ラグランジュ的なスペクトルの巾は $Re^{1/2}$ である¹⁾。このように巾広い速度変動のスペクトルを有する鉛直乱流場において生ずるいろいろな現象は、大なり小なり鉛直乱流場に存在するあらゆる大きさの乱子の運動の影響を受けている。したがって、鉛直乱流場における諸現象を解明するには基本的には乱れのスペクトル構造を明らかにすることにあるといえる。

しかし、鉛直乱流場においてゆれゆれが対象にする抵抗の問題や、物質の輸送・拡散の問題は、エネルギー含有量の大きな最大乱子の作用によって

ほとんど決まるといってよいので，実用的には最大乱子の寸法と，その有するエネルギーが河川乱流場においてどのように分布しているかを知ることが大切である。

本章では，まずオ2節で鉛直乱流場における各種の乱流特性を最もよく説明できると考えられる最大乱子のモデル，すなわち∩形渦管を提案し，その特性について考察をする。次にオ3節では鉛直乱流場の構造解明のための観測を行った時の条件と方法について記し，オ4節では乱れの強さやスケールなどの各種の乱流特性の分布について述べる。オ5節では鉛直乱流場の速度変動のスペクトル特性をラグランジュ的スペクトル特性とともに記すことにする。

オ2節 鉛直乱流場の∩形渦管²⁾

乱流においては，速度や圧力などが非常に不規則に変動していて，これがまた乱流の本質の一つであると考えられているので，乱流の研究は理論的にも実験的にも統計的手法を駆使して行われるのが普通である。しかし，実際に河川で測定し

た速度変動の記録をながめると、長周期の変動にはかなりはっきりした周期性の存在がみとめられる。このことはそのスペクトルを計算することでさらにはっきりしてくるが、それについては前章で述べたとおりである。また移動床における河床の凹凸形状や、河川の水面にみられる斑紋の観察から、これらの現象の原因となっているスケールの大きな速度変動にはかなり規則性のあることが推察される。これらの事実を考えあわせると、スケールの大きな乱れはある特定の幾何学的な構造をしていて、流れの場におけるその時間的、空間的配置は一定の規則に従っているものと考えることができる。したがって、スケールの大きな乱れに限ると、その特性はかなり決定論的に議論することができるであろう。

Townsend³⁾は最初、凡洞境界層における速度の空間相関の測定から、大きな乱れのモデルとして、壁面に接して流れ方向の軸を有する円筒を考えしたが、後にさらにくわしい測定結果から、それは壁面附近から外方へ向って噴出するジェットであると結論した。これより少し以前に Theodorsen⁴⁾は境界層における乱れの構成要素は普遍的な形状をしていて、それは horseshoe vortex であるとした。しかし、これを実証するようなものはほとんど示

本節では，こうした諸特性を考慮して，実験用開水路における流れの可視化実験や，従来からえられている乱流境界層の測定結果，水面における湧昇流の形状などと，流れの場における渦管の基本的性質から河川の鉛直乱流場の構造の総合的な考察を行ない，河川の鉛直乱流場の大きな流れの基本構造としては Theodorsen の考えたような U 形渦管 (horseshoe vortex) が最も適切であると結論するに至った経緯について述べたものである。

さて，渦管の存在を仮定すると，次のような一般的性質を示すことは明らかである。渦管はその占める位置における速度によって移動させられるだけでなく，渦管が伸びると渦度は増大し，縮むときには逆に減少する。渦度はこのようにして速度の影響を受けて変化するが，渦管はまた逆に Biot-Savart の法則を通じて速度を変化させる。また渦管の基本的性質として，大きな渦管では粘性の影響は無視しえるので，渦管の強さは時間的に不変であるという Helmholtz の渦定理が近似的に成立している。さらに渦管の断面積は 0 にはなりえないので，渦管は流れの中で中断することはない。すなわち，渦管は流れの境界から境界まで伸びているか，あるいは自分自身で閉じて渦輪

を作るかのいずれかである。また、乱流においては平均的にみると隣り合う流体粒子は時間の経過とともに離れていく傾向にあるが、このことは渦管は伸張する傾向にあることを意味している。

1. 河床領域における円形渦管の形成

河川の河床には種々の形態の三次元的な凹凸が形成されており、そのスペクトルが巾広く存在している。このような凹凸の上を流れるレイノルズ数の大きな河川流れでは、流線は河床面から剥離した状態にある。この剥離した高度においては平均流の強いシアーが発生し、渦度の集中が生じる。横断方向の渦度 ω_y を有する強さ $\Gamma = \omega_y \sigma$ (σ は渦管の断面積)の渦管の発生はこのようにして行なわれると考えられる。この渦管はその位置の平均流によって流されるが、河床凹凸の上を流れる平均流には横断方向の速度勾配が存在しているうえに、渦管は循環流を伴うので、その一部がMagnus効果による揚力を受けて河床から上に向かって曲がる。曲がった部分はそうでない渦管部分より大きな平均流の領域にあるので、抗力を受けて下流に向かって傾斜することになる。この過程を示したのが図4.1である。このようにして発生した円形渦管は平均流の存在と、その鉛直速

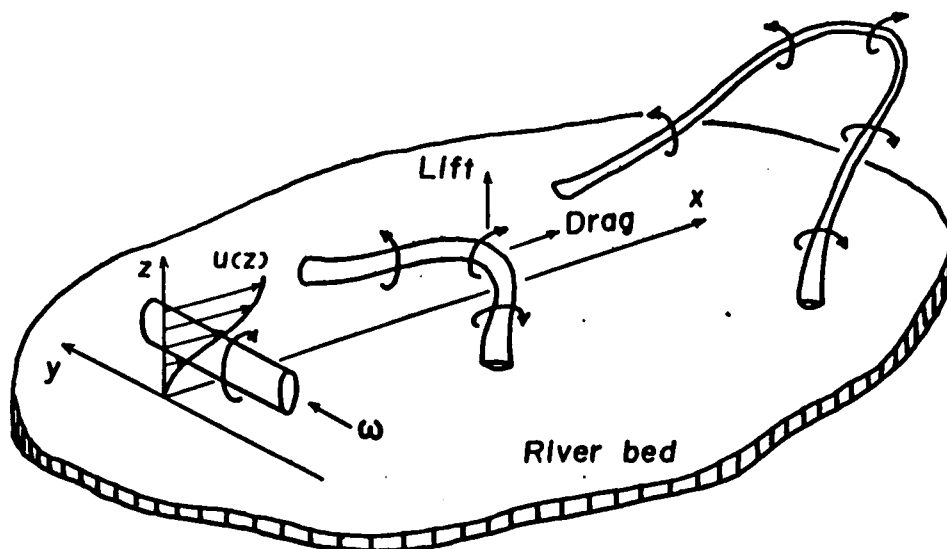


図4.1. 河床におけるU形渦管の発生とその変形

度分布のために下流に傾いておんずん伸張するとともに、横方向にも広がるであろう。渦管は伸びることにより断面積 σ が小さくなり、それに相当して渦度 ω が増大する。

上にみたような渦管の発生はレイノルズ数の函数になっているのであろうが、一旦形成された渦管は特定のストローハル数で流下するものと考えられる。なおU形渦管の両脚は境界から境界へという条件により河床に接して移動しているとしているが、厳密には固定境界における速度は0であるから、この場合剥離面に接していると解釈することもできよう。

ここで考察したU形渦管は河床領域に発生するものであるが、河川における乱れのエネルギーは河床領域より上の領域でも生じている。しかし、

その量は非常に少なく，上層でのエネルギー逸散は，河床領域で生成されたものの一部分で上層へ輸送されたエネルギーと近似的に平衡していると考えてよい。

2. Γ 形渦管の特性

Biot-Savart の法則に従い，強さ Γ の Γ 形渦管によって誘導される速度は， Γ 形渦管の中央をくぐりぬけて斜め上方へ向う連続的な著しいジェットのような湧昇流を誘発するとともに，渦管自体も平均流に逆らって湧昇流の方向へ移動しようとする。すなわち Γ 形渦管は平均流にさからって起きあがろうとする。この起きあがりの大きさ及び誘導湧昇ジェットの大きさは，Biot-Savart の法則から明らかに Γ 形渦管の頭部において大きく，脚部において小さい。この状態を図4.2に示す。

前述したように Townsend³⁾ は凡洞境界層のスケールの大きな乱れの構造を空間相関の測定からジェットのような運動と考えた。壁面領域と境界層

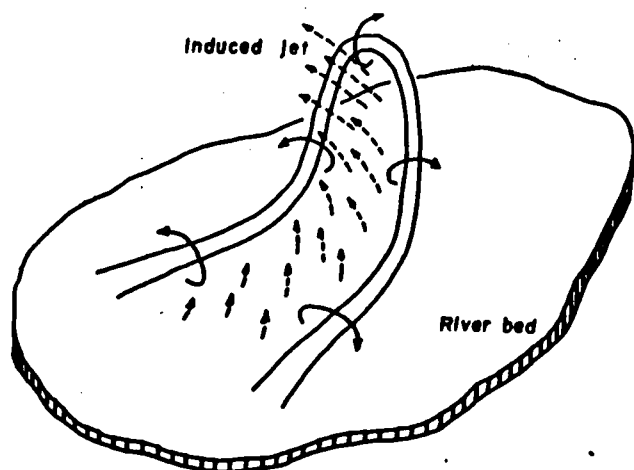


図4.2. Γ 形渦管と湧昇ジェットの発生

外縁では少し異なるジェット構造を提案しているが、両者ともジェット領域の周囲にここに提案した円形渦管の存在を仮定することによって合理的にジェットの原因を説明できる。すなわち、境界層外縁のジェットは、円形渦管のうちで特に強いものが伸びて境界層外縁にまで達したものと考えるのである。

ここに提案した図4.2のような円形渦管の形状は乱流境界層における時空間相関の測定結果ともよく一致している。すなわち、Sternberg⁵⁾によると、鉛直方向に離れた2点での速度変動は壁面に近い方が常に位相が遅れていて、これは乱子が下流に向って傾いていることを示している。また大きな乱子の流下速度は平均流速より2割程度小さいことも知られている。

また、普通の乱れ測定でえられる統計量のうちで、乱れ速度は円形渦管の断面形状と傾斜角及び渦管の強さから説明が可能である。また乱れのスケールは円形渦管の配列間隔で説明される。河床ではいろいろなスペクトルの円形渦管が生成されるが、それらは強さに応じて上層へ伸び、特定の高度に至って、寿命時間を使い果たして円形渦管としての特性を失い崩壊するものと考えられる。円形渦管が誘発する斜め上流向きのジェッ

トは河床に近い低速部分を激しく上層の高速部分へ移動させ、このような大規模な運動量交換がレイノルズ応力に直接負の寄与をしていると理解される。河川における鉛直方向の土砂輸送は、このようなジェットによる空間的にかなり狭い領域の激しい上昇と、広い領域の緩な下降によって構成されているであろう。これは鉛直方向の速度変動分布に存在する歪度の特性や実河川における観察からも十分理解できる。これらについてはオキ節以下で詳論する。

3. ㄢ形渦管といゆるボイルについて

河川の表面にみられるいゆるボイルは、内部からの湧昇流が水面に達したものであることは一目瞭然である。ㄢ形渦管の考え方に従うと、ボイルはㄢ形渦管が伸張して、その頭部が水面領域にまで達したときに生ずることになる。ㄢ形渦管の頭部が水面領域に達すると、斜め上流向きの誘導ジェットがまず水面を上昇させるが、水面は渦管の運動に対

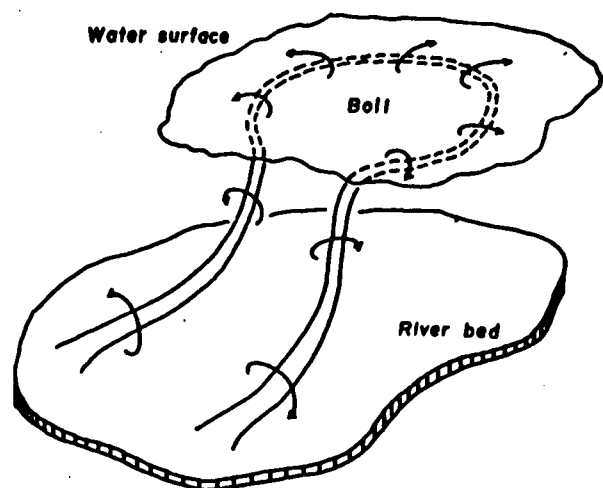


図4.3. ㄢ形渦管によるボイルの形成

しては固定壁とほぼ同様な効果を与え、 \cap 形渦管の頭部は急速に放射状に広がる。すなわち、渦管の急激な伸張と、渦度の急激な増大をもたらす。この現象は \cap 形渦管の寿命時間のあいだ継続する。このような状態の \cap 形渦管の形状を図4.3に示す。

ボイルの観察については、洪水時航空写真による木下の研究が最もくわしい。⁶⁾ それによると、間歇的に発生する湧昇流によって水面にまるいボイル面が発達し、その上流端は一時流速が0になるほど強く拡大することもある。発達したボイル面の流下速度はその周囲の部分（沈降領域）より1～2割遅い。強い湧昇流が形成されるのは短時間らしく、流下してゆくボイル面が余勢による動きに変わると、ボイル面全体が平坦になり、やがて周辺からの新しい動きに影響されながら次第に消失してゆくと記述されている。これらの記述はここに考えた \cap 形渦管によるボイルの発生、発達、崩壊の機構で非常によく説明できる。また、河を漂流するボートが流れより速く進む現象は、平均流より遅く移動する \cap 形渦管に起因するボイルの列と、ボイルの列に隣り合う平均流より速い沈降領域の列の存在で説明することもできる。

ボイルはその原因において、凡洞境界局外縁の

間歇的な乱流と非乱流境界の superlayer の動きとよく似ている。Kovaszny⁷⁾ は時空間相関の測定から superlayer の動きはドーナツ形の渦によって生じているのであろうと述べているが、河川のボイルが、 \cap 形渦管の頭部がちぎれたドーナツ形の渦輪によって保たれているのかどうかということは、まだはっきりとわかりかからない。しかし、実験水路における可視化実験によるとその可能性は薄いようにも思える。

4. \cap 形渦管と小規模乱れ

\cap 形渦管は河床に接して流下する最大乱子に対応していると考えることができる。最大乱子以下の階級の乱れは河床に接するのではなく、 \cap 形渦管の表面に順次重なっている渦管あるいは渦系の集合と考えることができる。

このような機構はすでに Theodorsen⁴⁾ によって図 4.4 のように示されている。このような乱流状態は、水路の中に入れ

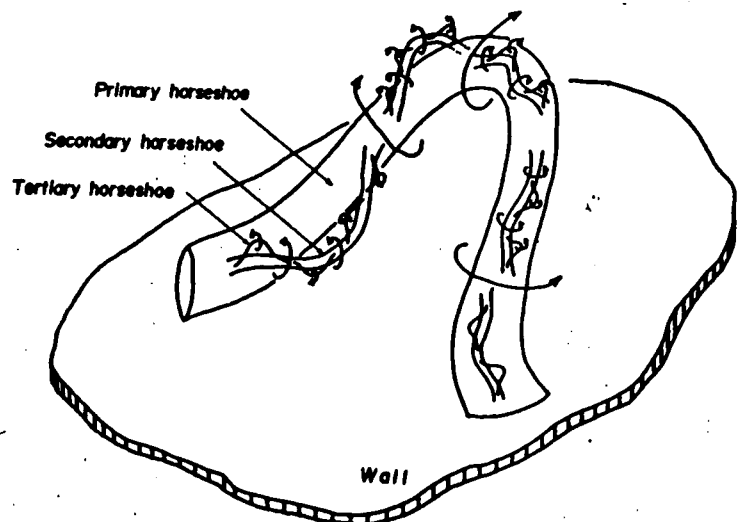


図 4.4. \cap 形渦管と高次渦管群

た“うなぎ”(渦管)の集団の運動を連想させる。

坂上も小さな渦管は細長い円筒状をしていて、Helmholtzの渦定理がよく成立しているうえに、流れに沿って前方へ傾いていることを観測している。⁸⁾

円形渦管の表面に分布する高次の渦管群は、平均流と直接に相互作用は行なわず、円形渦管から受取った乱れエネルギーを順次小さな渦系へ伝達する役割を果たすだけであると考えられる。この伝達過程は粘性遷散に直接寄与するところの高渦度の最小渦管に至るまで、カスケード的に行なわれる。これらの渦管群の渦度分布は、多くの観測結果から、前述したKolmogorovの $-5/3$ 乗則に相当する渦度スペクトルの $1/3$ 乗則を満足していると考えられている。⁹⁾

5. 円形渦管と河床形態

河川における円形渦管の形成を考えるに当たって、1.では河床の凹凸を考えたが、一般に境界層における円形渦管の形成に壁面の凹凸の存在は本質的ではない。これはコンクリートでライニングされた水路における流れの水面にもボイルがみられることから理解される。剥離状態にない場合でも、固定壁に近い領域では渦度が非常に大きいので、なんらかの刺激で簡単に渦管が形成される

のであろうが、凹凸の存在が渦管形成を強めることは確実である。これは粗面境界層における乱れの強さの分布から明らかである。⁹⁾

このように考えてくると、特定のレイノルズ数の流れにおいてはそのレイノルズ数に応じた円形渦管の特定の卓越パターンが形成され、それに応じて河床の凹凸が形成されて、両者は共鳴的に強い相互作用を行っているのではないかと考えられる。したがって、流れのレイノルズ数が急に变化すると、そのレイノルズ数に特有の円形渦管と、すでにあった河床形態との間の共鳴状態がくずれることが予想される。これは卓越したオイルが見える時と見えないときがあることの原因の一つではないかと思う。

さらに、滑らかな壁面においても強い上向きジェットが存在することは最近になってかなりはっきりしてきた。¹⁰⁾ これは境界層における乱れエネルギーの大部分は粘性底層外縁で生成されることから、壁面領域の乱れの構造を正確に理解しようとするもので、流れの可視化により壁面領域から外へ向う強いジェットがくわしく観察されている。このようなジェットは ejection, eruption, burst などの名前では呼ばれているが、それが境界全体のエネルギーバランスの主役を演じていると考えられて

いる。

6. 河川鉛直乱流場像

最後に、ここに提案した河川鉛直乱流場像を明記しておく。 ⅰ) 河川流れは3つの領域に分けられて、それは円形渦管の生成に寄与する河床領域、その固体的な伸張が生じている中間領域、さらにオイル面の存在する水面領域である。 ⅱ) 乱流場は平均流、平均流から直接乱れエネルギーを引き出す決定論的性格の強い円形渦管、及び統計的性格が普通にいわれている乱れの3者から構成されている。 ⅲ) 円形渦管は下流に傾いて、平均流より少しゆるやかに流下しているが、レイノルズ応力などに寄与する強力な上向き誘導ジェットをともなっている。 この円形渦管の頭部が水面領域に達した結果が水面にみられる、いわゆるオイルである。 また円形渦管の空間配置にはかなり強い規則性がある。

以下において、多数行った観測結果について、ここに提案した鉛直乱流場の最大乱子に対応する円形渦管から諸特性を説明し、乱れに関する諸定数を決定するとともに、鉛直乱流場の乱流構造を明らかにしようとするものである。

オ 3 節 鉛直乱流場の観測

鉛直乱流場の細部構造を知るために各種の観測を実施したが、夫々の場合の条件及び観測方法について一括して記す。

1. びわ湖オ 2 疏水深草における観測^{11), 12)}

主として、乱れの統計量の鉛直分布の一般的特性を知るために行った観測である。巾 13.3 m, 水深 1.8 m の疏水は、測点から 230 m 上流に約 3.5° のゆん曲がある他は完全に直線で、兩岸は石垣、河床は素掘りの砂であった。疏水の計画勾配は $1/4000$ 、測定時の流量は $16 \text{ m}^3/\text{sec}$ であった。

用いた流速計は直径 1.5 cm の小型フロペラ式流速計で（図 4.5）、その時定数 τ と流速 U_0 の関係を図 4.6 に示す。始動速度の下限は 3 cm/sec 程度である。



図 4.5. 小型フロペラ式流速計

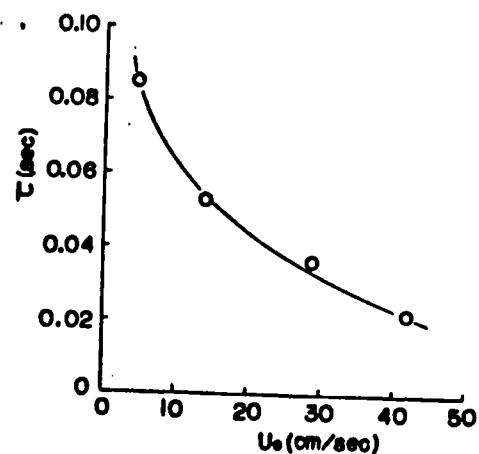


図 4.6. 流速計の時定数

フロペラの回転で発生したパルスをペンレコーダーに記録し、1秒間毎の平均流速を読みとり、流速変動の原系列として採用した。観測は疏水内に鋼管で足場を組み、そこから流速計を任意の深さに設置し、1点における観測は水深の10倍程度の最大乱子が10ヶ程度通過する時間に相当する約3分間の測定を行った。

2. びい湖オ2疏水四の宮における観測^{(12),(13)}

水面と側壁とからなる隅角部における乱流特性を知るために行った観測で、水路は巾4m、水深3mのコンクリート製で、勾配は1/2,200、観測時の流量は $17.1 \text{ m}^3/\text{sec}$ であった。

測器は1.に示した小型フロペラ式流速計で、流速値の読み取り間隔は1秒、1点での観測時間は4分であった。測定は水面下1mの水路半巾のうちの20点の測点で行った。

3. びい湖オ1疏水四の宮における観測⁽¹⁴⁾

レイノルズ応力の鉛直分布を知る目的で実施したもので、水路は巾約5m、水深は1.15m、平均流速は約 $1 \text{ m}/\text{sec}$ であった。側壁は石垣、水路床は砂であった。

測定には超音波流速計を用いて、水路中央の測

観で1点につき3分間づつ行ない流速の u, w 成分を同時にFMデーターレコーダーに録音した。

録音した記録は30HzでA-D変換して電子計算機で処理した。

4. 宇治川淀における観測¹⁵⁾

前項と同様にレイノルズ応力の鉛直分布を求める目的で超音波流速計を用いて流速の u, w 成分の同時測定を行った。河巾は100m, 河床勾配は0.00026, 水深は2m及び2.1mであった。観測点附近の地図はすでに図3.3に示したとおりである。測定には兩岸から張ったワイヤーに鋼管を鉛直に立てて固定し, それに流速計を設置し, モーターポート上のFMデーターレコーダーに記録を録音した。1点での観測時間は3分間とした。AD変換の周波数は8Hzとした。

5. 宇治川淀における観測¹⁶⁾(2)

乱れの空間的な広がりを求める目的で, フロペラ式流速計を2つ用いて時空間相関の測定を行った。測定場所は前項と同じであるが, 流速計は直径14cmの市販の発電型フロペラ式流速計で, その時定数は測定時の流速において記録計に続いた状態で0.6秒弱であった。

測定には兩岸からワイヤーを張り、1つの流速計を流れの1点に固定し、他の流速計を横断方向にいろいろな距離に設置して、2点における流速の同時測定を行った。測定結果はモーターボード上のペンレコーダーに記録した。記録は1秒ごとに読みとり、相互相関やクロススペクトルなどを計算した。

後の引用の便のために、以上の観測に便宜上順次 S1, S2, S3, U1, U2 と名前をつける。これを一括して表にして表4.1に示す。

表4.1. 流れ観測一覧表

記号	観測場所	測器	河中	水深	平均流速
S1	オ2疏水(深草)	小型700ペラ	13	1.8	0.65
S2	オ2疏水(四の宮)	・	4	3	1.35
S3	オ1疏水(四の宮)	超音波式	5	1.15	1.0
U1-1	宇治川	超音波式	100	2.1	1.1
U1-2			100	2.0	1.0
U2-1	宇治川	700ペラ	100	2.7	1.3
U2-2			100	2.1	1.2

オ 4 節 鉛直乱流場の最大乱子の特性

1. 乱れ速度の鉛直分布

流速変動の標準偏差はあらゆる大きさの乱子速度の寄与を表わしているが、その大部分は最大乱子からの寄与であることはオ 3 章で述べた乱れのスペクトル特性から明らかである。したがって、それはほぼ最大乱子の乱子速度に対応するものと考えてよい。この最大乱子の乱子速度をオ 2 節で提案した円形渦管で説明すると、円形渦管の強さが乱子速度の大きさに相当し、流れの場における円形渦管の傾斜角によって、 u, v, w 方向の速度変動へのエネルギー分配がきまることになる。

図 4.7 に、S1 の場合にえられた乱子速度の u 成分をその点の平均流速で無次元した乱れの相対強さを示す。図 4.8 はこのときの平均流速の分布である。

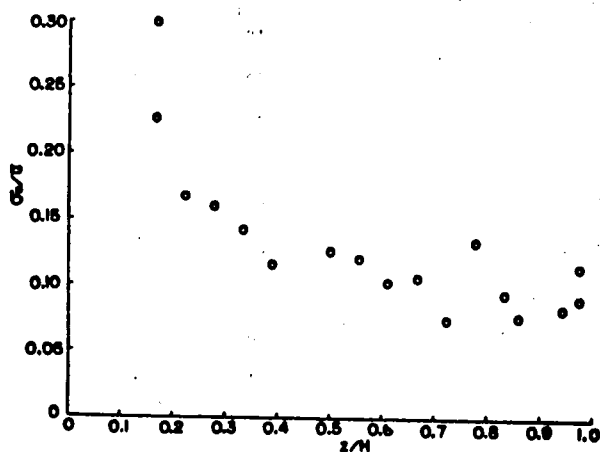


図 4.7. S1 の乱子速度分布

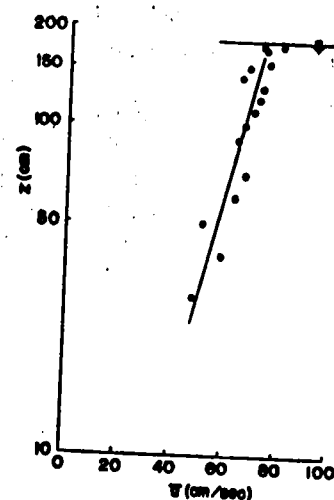


図 4.8. S1 の平均流速分布

図4.7の分布は通常の乱流境界層におけるものとその大きさも傾向も全く同じである⁹⁾。このような傾向は最近の開水路流れにおける乱れ測定においてもごく普通にみられるものである^{17), 18)}。

次に乱れの w 成分をも測定したもののとして、U1の測定結果を図4.9に示す。この測定には水路床に近い部分の値がないが、それ以外の部分の u 変動の相対強さはやはり図4.7の場合と同じ程度の大きさである。さらに水面の近傍を除くと、水路床に向かって次第に増大している。円形渦管により u , w 変動の大きさ σ_u , σ_w が生じていると考えれば、

円形渦管の河床に対する傾斜角を θ とすれば、 $\tan \theta \approx \sigma_u / \sigma_w$ である。図4.9において σ_u / σ_w の大体の平均値は1.7程度であるから、 $\theta \approx 60^\circ$ がえられる。これは風洞境界層における時空間相関の測定から求められた、大きな乱れの傾斜角の値と非常に良く一致している¹⁹⁾。

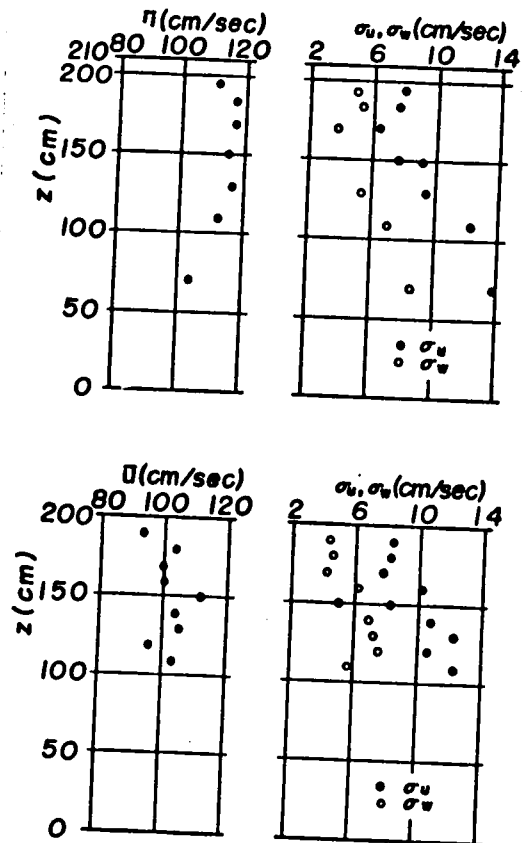


図4.9. 乱れ速度の鉛直分布

上: U1-1

下: U1-2

2. Integral scale の鉛直分布

最大乱子の寸法は円形渦管の配列間隔で決まり、近代乱流理論によれば、前章(3.5)式から明らかのように相関係数が0になる寸法として定義される。しかし、従来乱れの研究では自己相関係数の下の面積から求めた integral scale を用いるのが普通であるから、他との比較のために乱れのスケールとして integral scale を用いて整理してみよう。Integral scale は最大乱子の寸法にくらべて物理的意味はとぼしいが、integral scale と最大乱子の寸法との関係は次節で示すようにはっきりと決まっている。

さて、流速変動の自己相関係数から求めた integral time scale に Taylor の凍結乱流の仮定を適用して、 u 成分の integral scale の鉛直分布を S1 の場合に求めたものを図4.10に示す。これによると u 成分の乱れのスケールは水深の約2倍弱の値をとっている。そうして、河床からの高度が増すにつれてほぼ直線的に増大していることがわかる。

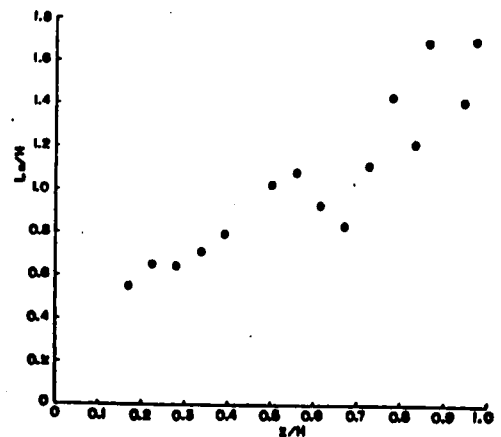


図4.10. Integral scale の鉛直分布 (S1)

Taylor の凍結乱流の仮定は円形渦管の特性からも

めかるように，スケールの大きな乱れに対しては適用できない。Favreらによる時空間相関の測定によると，乱れのスケールによって違いはあるが，スケールの大きな乱れは大体その点の平均流速の8割程度の速度で流下していることになっている。¹⁹⁾したがって，図4.10のスケールは2割程度大きめにでているのではないかと考えられる。このように考えると，図4.10から $L_x \approx 1.4 z$ がえられる。これは Velikanov が乱れのスケールをストローハル数 z/L_x で表わして，全水深にわたって 0.73 であるとした結果と非常によく一致している。²⁰⁾しかし，実験水路では integral scale は $z/H \approx 0.4$ で極大になるという結果もある。¹⁷⁾

次に鉛直方向の integral time scale T_w をも測定したものととして，U1-1, U1-2 の場合の結果を図4.11に示す。また u 方向と w 方向の integral time scale T_u , T_w の比を図4.12に示す。図4.11は測定値にかなりのばら

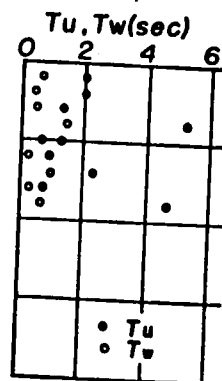
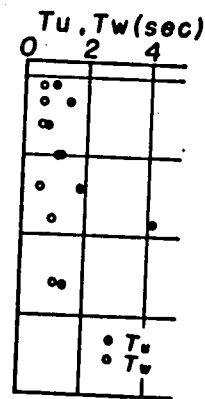


図4.11. Integral time scale,

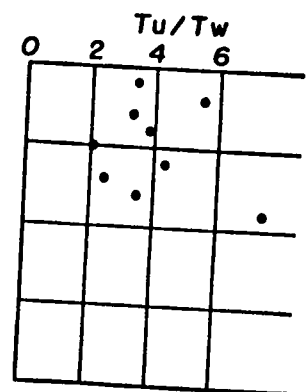
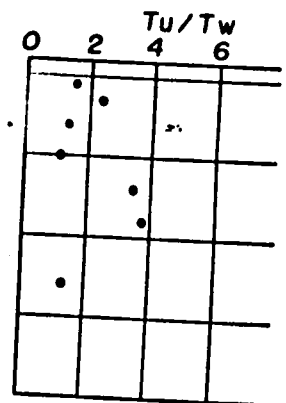


図4.12. Integral time scale の比.

つきがあり、その鉛直分布に関して特にはっきりとした傾向はうかがえない。しかし、図4.12の T_u/T_w をみると、 T_u/T_w は大体 2~4 程度の値をとっている。このような図4.11 および図4.12の分布は Smutek¹²⁾ の測定結果にも同じようにあらわれている。なお、井上の乱子理論によると、 $T_u/T_w = 2$ である²¹⁾。

3. レイノルズ応力の分布

乱流におけるレイノルズ応力の重要性についてはいまでもいうまでもない。鉛直乱流場においては、レイノルズ応力のうちでも特に u 変動と w 変動の結合した \overline{uw} が重要で、平均流速の鉛直分布、平均流からの乱れエネルギーの受取り、渦動粘性係数などに直接関係している。河川の鉛直乱流場におけるレイノルズ応力は円形渦管に誘発されたジェットの効果にほかならない。

図4.13は U1-1, U1-2 の測定におけるレイノルズ応力の分布である（密度 $\rho=1$ として無視してある）。かなりのばらつきがあるが、乱流境界層や円管乱れにおける分布¹⁾ と同じよ

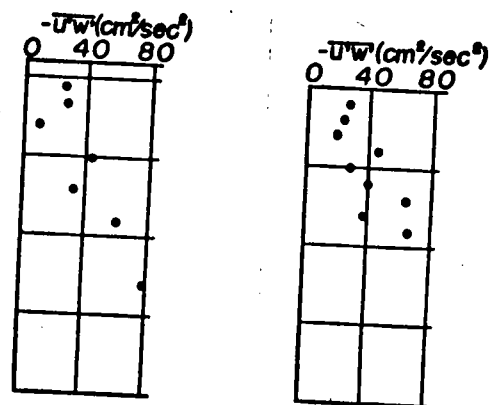


図4.13. レイノルズ応力分布
左: U1-1, 右: U1-2.

うに直線分布をしているようにみえる。すなわち、水面における 0 から河床へ向ってほぼ直線的に増加しているとみてよいであろう。

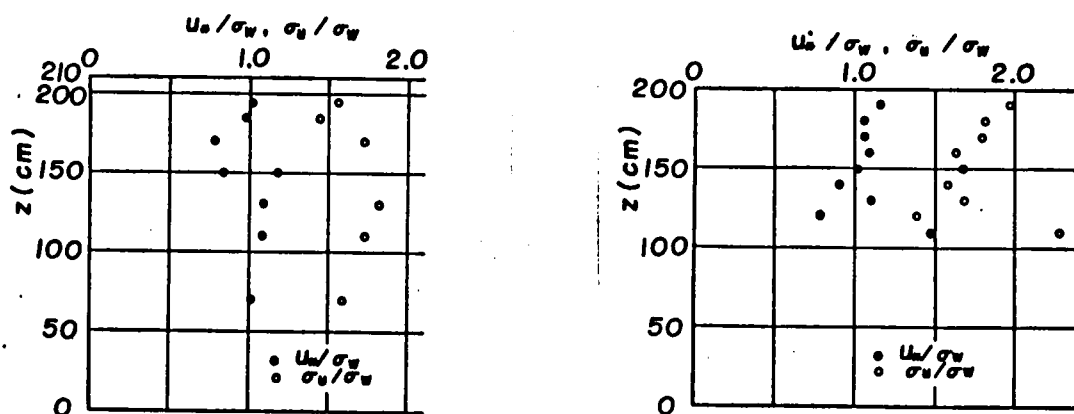


図4.14. 摩擦速度 u_* と乱子速度の関係, 左: U1-1, 右: U1-2.

図4.14はレイノルズ応力の平方根として与えられる摩擦速度 u_* と図4.9の乱子速度の関係を示したものである。これによると、河床から遠い点においても σ_w/u_* はほぼ1の値をとり、これは井上の乱子理論の結果²¹⁾や接地局における観測結果²²⁾ともよく一致している。しかし、 σ_u/u_* は接地局では2.5程度の値をとるのにくらべて少し小さい²²⁾。

U1の測定は河巾 B が水深 H にくらべて著しく大きな河川で測定されたもので、このような場合の平均流速の最大は水面にあり、速度勾配 du/dz は常に正であるとされている。しかし、 B/H が10程度より小さくなると平均流速の最大点は水面下に降下して、その点より上では du/dz は負になるといわれている²³⁾。そうすると、渦動粘性係数と

速度勾配 du/dz の積として形式上与えられるレイノルズ応力は最大流速点を境に符号がかわっているはずである。

図4.15は $B/H \approx 4$ のS3の測定から求められたレイノルズ応力の分布で、 $\rho=1$ ははぶいてある。

最大流速点が存在すると思われる点から上で符号がかわっている。

しかし、水面に近い領域の平均流速の分布は非常にばらつきのが普通で、最大流速点の正確な位置の決定は一般に困難な場合が多い。

Smutek²⁴⁾ が $B/H = 4$ の実験水路で u と w の相互相関を測定して、相対水深 z/H が $0.7 \sim 0.8$ の近傍を境にその符号が変化して、図4.15と全く同じような分布をすることを知っているのが興味深い。

これらのことから、 B/H が小さい流れでは運動量の鉛直輸送の方向が水面近傍と河床近傍では逆になっていると考えてよいであろう。この機構は B/H が非常に大きい場合のモデルとして考えた円形渦管では説明しえない。すなわち側壁の存在にもとづく渦管も考慮に入れなければならない。これについては、後で簡単にふれる。

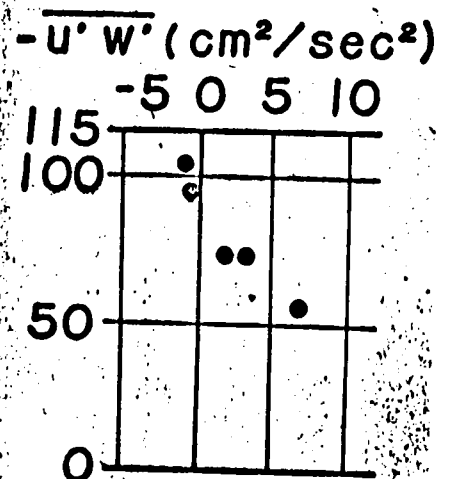


図4.15. レイノルズ応力の鉛直分布, S3, ($B/H \approx 4$)

4. 乱子の広がりについて.

鉛直乱流場の流れ方向のスケールは, 3章オ2節および本節2から, integral scale は水深の 1.4 倍程度, 最大乱子では水深の 10 倍程度になることがわかったが, それらの横断方向のスケールについてはまだわかっていない。

i). 横断方向の integral scale

水面近傍におけるものに限られているが, U2 の測定から横断方向の空間相関係数を求めたものを図 4.16 に示す。横断方向の相関係数は 1 度負になってから 0 になるという風洞境界層の

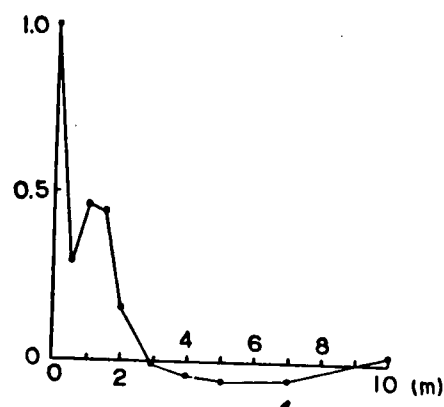


図4.16. 横断方向の空間相関, U2-1.

測定結果と傾向は一致している。図4.16から求めた横断方向の integral scale L_y は 0.95 m である。またこの場合の流下方向の integral scale L_x は 3.7 m であった。U2-1 の水深は $H=2.7$ m であるから, 測点の相対水深 $z/H=0.85$ において, $L_y/H=0.4$, $L_x/H=1.6$ であることがわかる。すなわち integral scale から求めた乱子の寸法は長さ z の約 4 倍である。

ii) 最大乱子の巾

相関係数が0になる点で定義される井上の最大乱子について乱子のながりを求めるために、U2-1の観測結果からスペクトルの相関を与えるコヒーレンスを計算したものを図4.17に示す。同一高度で横断方向に d だけ離れた2点P, Q

における流下方向の速度を u_p, u_q とするとコヒーレンス $R(n, d)$ は次で与えられる。

$$R(n, d) = \frac{|S_{pQ}(n, d)|}{[S_p(n) S_Q(n)]^{1/2}}$$

ここで $S_p(n), S_Q(n)$ は u_p, u_q のパワースペクトル, $S_{pQ}(n, d)$ はクロススペクトル, n は周波数である。

図4.17において, コヒーレンスが急に0になる周波数を n_0 として, 測定点間距離 d と波長の比を表わすパラメータ $n_0 d / \bar{u}$ を求めると約0.1となる。 \bar{u} は u_p, u_q の平均流速である。 d は長さ \bar{u}/n_0 の最大乱子の半巾と考えることができるので, 結局最大乱子の長さは巾

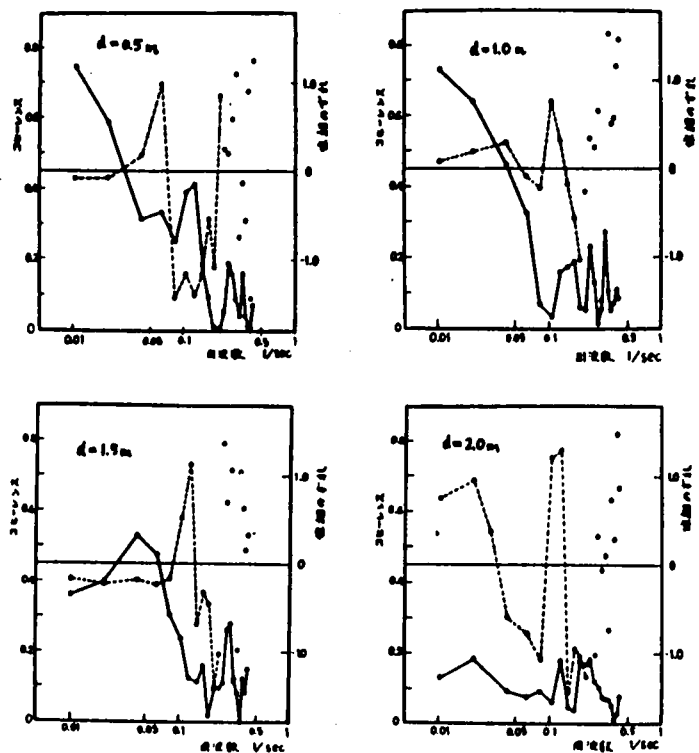


図4.17. U2-1のコヒーレンス, d は2つの流速計の間隔。

実線: コヒーレンス, 破線: 位相のずれ

の約5倍ということになる。オ3章ですでに示したように鉛直乱流場の最大乱子の長さは $10H$ の程度であるから、最大乱子の巾は $2H$ である。

すなわち、最大の円形渦管の配列間隔は流下方向に $10H$ 、横断方向に $2H$ ということの意味している。これは水面にみられるボイルの横断方向の間隔が約 $2H$ であるという木下の観察と一致する。⁶⁾

iii) いろいろな乱子の長さとの関係²⁵⁾

河川にはいろいろな寸法の乱子が存在しているわけであるが、それぞれの乱子について長さとの関係を調べてみる。

乱子の通過周波数 n に相当する長さ $L_x(n) = \bar{u}/n$ の乱子の横断方向 (y 方向) のスケールは、

$$L_y(n) = \int_0^{\infty} R(n, d) d(d)$$

とすれば、 $2L_y(n)$ と考えることができる。ここに $R(n, d)$ は前項で示されたコヒーレンスである。図4.17の関係を

$$R(n, d) = \exp\left(-\frac{d}{L_y(n)}\right)$$

の仮定のもとに計算して、 $L_x(n)$ と $L_y(n)$ の関係を求めたものを図4.18に示す。この図を全体的にみると $L_x(n)/L_y(n) \approx 15$ の関係がみられる。このこ

とは、いろいろな寸法の乱子についてその長さ
 巾との関係を平均的にみると、乱子の長さは巾の
 7倍程度になっているということの意味している。

これと同様な測定はす

でに Cramer が草原上の
 風について行っている。²⁶⁾

それによると、日中では
 $L_x(n)$ は $L_y(n)$ の数倍程
 度であるが、夜間は 10

数倍にもなっていて、

安定度の違いによって乱子の長さ
 と巾の関係が大きく変動することがわかる。

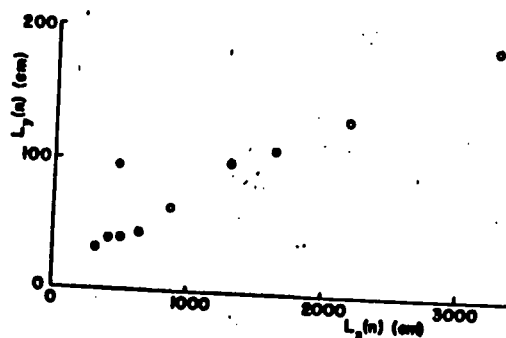


図4.18. $L_x(n)$ と $L_y(n)$ の関係, U2-1.

5. 水面と側壁とからなる隅角部の乱流構造¹³⁾

これまでにお述べたことはすべて側壁の影響のない領域に関するものであったが、ここで側壁効果に
 関して考察する。矩形水路において、側壁と底面
 からなる隅角部の乱流構造は矩形ダクトの乱流構造と大
 差ないであろうから、風洞における測定結果が参考
 になるであろう。^{27), 28)} しかし、側壁と水面とからなる隅角部
 に関してはまだ全く知識がない。

観測 S2 の結果から計算した平均流速、乱れの強さ、
 integral scale の断面内分布を図4.19に示す。

平均流速は断面平均流速 $U = 1.35 \text{ m/sec}$ で無次元表示してある。一般の隅角部の流れにみられるように^{27), 28)}に、隅角部へ等速度線が侵入していて、運動量の輸送が隅角部へ向っていることを示している。等速度線図から類推した隅角部へ向う2次流を図に示したが、これによると水面に近い側の2次流の回転は側壁側の回転よりかなり扁平になっているように思われる。これは水面と側壁のシアが大きく違うためであろう。図4.19で特に注意を引くのは integral scale L_x の分布で、隅角部に極大となる点が存在することである。このような領域では円形渦管による解釈は不可能であるが、Einstein and Shen が考えた渦管²⁹⁾

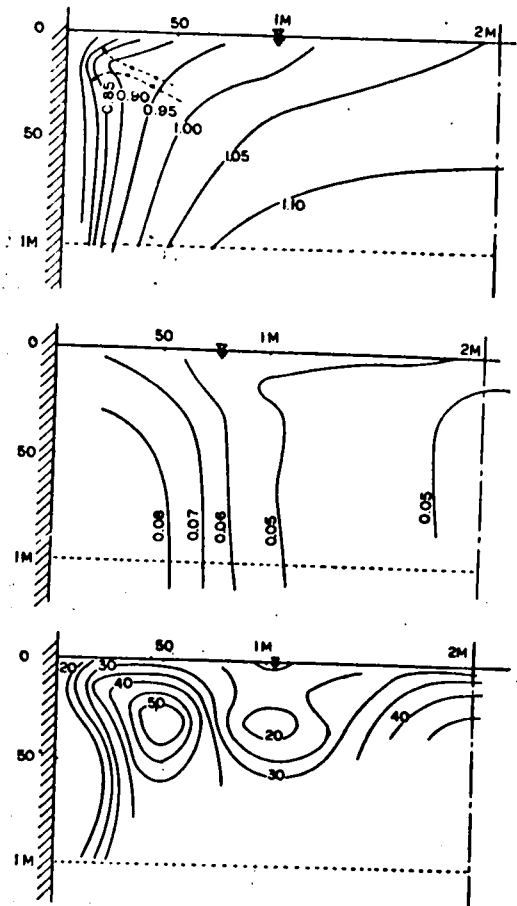


図4.19. 水面・側壁からなる隅角部の乱流構造。

上: 等速度線図 \bar{u}/U

中: σ_u/\bar{u} の分布

下: integral scale L_x の分布

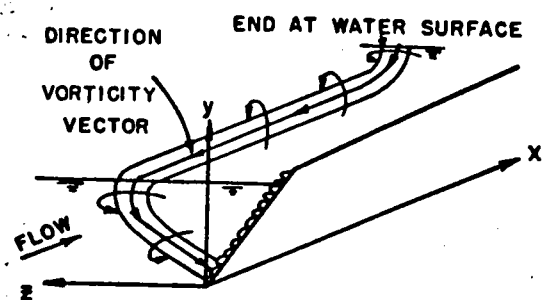


図4.20. Einstein-Shenの渦管

あるいはこれを改良したようなもので将来説明が出来るようになるかも知れないが、現在のところまだはっきりしない。

オ 5 節 鉛直乱流場のスペクトル特性

鉛直乱流場において、スペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する中間乱子領域が存在することはすでに前章で示したとおりである。本節では、この領域における諸特性について述べる。

1. スペクトル定数の決定³⁰⁾

鉛直乱流場のある一点で測定された乱れの 1 次元スペクトルの中間乱子領域の構造は (3.6) 式から明らかかなようにエネルギー散率 ε を唯一のパラメーターとして決定することができる。しかし、その決定に際しては (3.6) 式で示されるように普遍定数 A の値を正確に知っておくことが前提となる。この定数 A の値と ε とがわかると、中間乱子領域が関係する各種の乱流現象に直接応用することができるのである。

さて、スペクトル定数 A , あるいは (3.7) 式から

構造定数 C の値は最近の乱流理論で非常に重要な役割をなすものであるところから、いろいろの人々によって研究されている。³¹⁾ ところで普適定数 A の決定法としてはいろいろなものがあるが、有名なものとしては、乱流エネルギー散逸率は散逸スペクトルの積分に等しいという関係を利用するものである。すなわち、

$$\varepsilon = 15\nu \int_0^{\infty} k^2 F(k) dk, \quad (4.1)$$

k は波数である。上式によって ε を決定した後、(3.6) 式から逆に A を決定するのである。³²⁾ もう一つの方法は、2次および3次の構造函数を測定して、(3.2)、(3.3) および (3.7) 式から A を決定するものである。³³⁾

前者の方法は2次のモーメントの測定であるから、観測時間はそんなに長くなくてもよいが、エネルギーの散逸領域まで詳細に測定しなければならない。このような測定は、現在のところ熱膜式流速計を使用する以外には方法はないように思われるが、この流速計を奥河川で安定に作動させることは困難である。ここでは幾分精度は落ちるが、後者の方法によって普適定数 A の決定を試みた。

3次の構造函数を決定するに要する観測時間は、

同じ精度で2次の構造函数を決定するに要する時間に対してかなり長時間を必要とする。一般的にいて、モーメントの次数が高くなるに従って、同一精度の場合、観測時間を長くとらなければならぬ。たとえば、integral time scale T の偶然変動 f を相当誤差 ϵ で測定するに要する観測時間 T_* は次式で与えられる。³¹⁾

$$T_* = 2 \frac{\overline{f^2}}{f^2} \frac{T}{\epsilon} \quad (4.2)$$

いま、 f がガウスの正規分布に従うものと仮定すると、2次および4次のモーメントを求めるに必要な観測時間は、(4.2)式より、

$$T_*^{\text{II}} = \frac{4T}{\epsilon^2}, \quad T_*^{\text{IV}} = \frac{64}{3} \frac{T}{\epsilon^2} \quad (4.3)$$

となる。すなわち、次数が高くなればなるほど長い観測時間を要することを示している。

実際の河川の場合について考えてみると、鉛直乱流場におけるストローハル数

$$S_h = \frac{z}{uT}, \quad (4.4)$$

は本章4節の結果によると全水深にわたってほぼ一定で、その値は約0.7である。そこで、上式を(4.3)式に用いると、

$$T_*^{\text{II}} \approx \frac{6}{u} \frac{z}{\epsilon^2} \quad (4.5)$$

となり，非常に長い観測時間が必要となる。こうしたことを考慮して普遍定数 A の推定を行，たわけであるが，使用したデータは次の2種類である。

i) 時間差方式超音波流速計を用いて，びわ湖疏水（水深 1.15m，水路巾 5m）で，水面下の4点で3分間の測定を行，たもの（S3）。

ii) フロペラ式流速計を用いて宇治川（河巾 100m，水深 2.1m）で，水面近傍で6分間の観測を22種類実施したものの（U2-1）。

これらのデータを用い，上述の方法によって A の値を算出した結果を一括図示したものが図4.21である。図には

海洋，ジェット，
大気，風洞でえられた値³⁴⁾，および，
Kraichnan³⁵⁾，Orszag³⁶⁾，
および Neumann³⁷⁾ が
求めた理論値が一
緒に記載してある。
図の横軸は最大乱
子のレイノルズ数

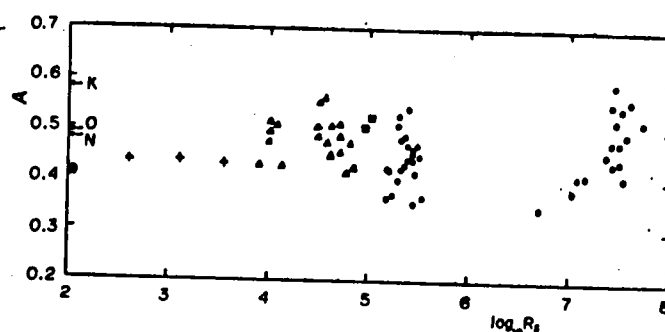


図4.21. スペクトル定数.

● 宇治川，▲ 疏水，◎ 北利根川，
○ 海洋，□ ジェット，△ 大気，+ 風洞，
K, O, N は Kraichnan, Orszag, Neumann の理論値。

に相当する値 $Re = (\varepsilon L_x^3)^{1/3} / \nu$ であり， L_x は主流方向の integral scale， ε は (3.4) 式から求めたものである。

図中の点はかなりばらついているが、測定時間
 があまり長くなかったことや、乱流という特性を
 考慮すると、ほぼ一定値と考えてよいであろう。
 その平均値は 0.48 程度で、この値は Neumann の理
 論値とほぼ一致するものである。

なお図中、北利根川のデータもプロットされて
 いるが、これは水平乱流場に対するものであり、
 次章において述べる。

また Stewart³²⁾によると、3次の構造函数 $D_{LL}(t)$
 は測器の寸法や慣性の影響をほとんど受けないが、
 2次の構造函数は影響を受けるので、その補正を
 しなければならない。すなわち計器寸法 l の測
 器によって測定してえられた構造函数は、

$$D_{LL}(\tau)_{obs} = \left(\frac{\bar{u}}{l} \right)^2 \overline{\left[\int_0^{l/\bar{u}} u(t) dt - \int_{\tau}^{\tau+(l/\bar{u})} u(t) dt \right]^2}$$

$$= 2 \left(\frac{\bar{u}}{l} \right)^2 \left[\int_0^{l/\bar{u}} \int_0^{l/\bar{u}} \overline{u(t)u(s)} dt ds - \int_0^{\tau} \int_0^{\tau+(l/\bar{u})} \overline{u(t)u(s)} dt ds \right],$$

しかるに、(3.5)式より

$$\overline{u(t)u(s)} = \overline{u(t)}^2 - \frac{C}{2} (\bar{u} \epsilon)^{2/3} |t-s|^{2/3}$$

であるから、

$$D_{LL}(\tau)_{obs} \approx D_{LL}(\tau) \left[1 - \frac{9}{20} \left(\frac{l}{\bar{u}\tau} \right)^{2/3} - \frac{1}{54} \left(\frac{l}{\bar{u}\tau} \right)^2 - \frac{7}{3645} \left(\frac{l}{\bar{u}\tau} \right)^4 \right]$$

となる。ここに $D_{LL}(\tau)$ は (3.5) で与えられるもの

である。図 4.21 の結果はこの補正を行った後のものである。

2. ラグランジュスペクトルの特性

鉛直乱流場における拡散現象などを取扱うためには、流れをラグランジュ的に見なければならぬ。

1) スペクトル特性

ラグランジュ的にみても中固乱子領域の特性は、Kolmogorov の理論から決まる¹⁾。すなわち、ラグランジュ的な 2 次の速度構造函数は

$$D^{(u)}(\tau) = C_L \varepsilon \tau \quad , \quad \tau_\eta \leq \tau \leq \tau_0 \quad (4.6)$$

で表わされる。ここに $\tau_\eta = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$ は最小乱子の寿命時間、 τ_0 は最大乱子の寿命時間、 C_L は普遍定数である。式 (4.6) のスペクトル表示をすると、

$$E^{(u)}(\omega) = B \varepsilon \omega^{-2}, \quad \frac{2\pi}{\tau_0} \leq \omega \leq \frac{2\pi}{\tau_\eta} \quad (4.7)$$

ここに ω は乱子の寿命角周波数であり、さらに

$$B = \frac{C_L}{\pi} \quad (4.8)$$

である。

最大乱子と最小乱子の寿命時間の比はレイノルズ数の $1/2$ 乗に比例するので、¹⁾ 一般の河川流れに

も(4.7)式が巾広く成立しているはずである。しかし、ラグランジュ的な測定は測定は非常に困難であるので、その精確な測定はまだ行なわれていない。実験用水路の水面におけるラグランジュスペクトルは岩佐・今本の測定があり³⁹⁾、それによるとスペクトルの中は狭いが(4.7)式の成立がみられる。

ii) オイラー的特性とラグランジュ的特性の関係

a) 理論的考察⁴⁰⁾

これらのオイラー的特性とラグランジュ的特性との関係を、両者の integral time scale から比較してみる。相関係数 $R(x)$ と構造函数 $D(x)$ の間には

$$D(x) = 2 \bar{u}^2 (1 - R(x)) \quad (4.9)$$

の関係がある。したがって、ラグランジュ的な integral time scale を T_L 、オイラー的な integral time scale を T_E とすれば、(3.5), (4.6), (4.9) から、

$$\begin{aligned} T_L &= \int_0^\infty R(\tau) d\tau = \int_{\tau_\eta}^{\tau_0} \left[1 - \frac{D^{(L)}(\tau)}{2 \bar{u}_L^2} \right] d\tau \\ &= \tau_0 \left(1 - \frac{C_L}{4} \frac{\epsilon}{\bar{u}_L^3} \tau_0 \right), \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} T_E &= \int_0^\infty R(t) dt = \int_{t_\eta}^{t_0} \left[1 - \frac{D_{LL}(t)}{2 \bar{u}_E^2} \right] dt \\ &= t_0 \left(1 - \frac{3C}{10} \frac{(\epsilon \bar{u})^{2/3}}{\bar{u}_E^2} t_0^{2/3} \right), \end{aligned} \quad (4.11)$$

となる。ここで $t_0 \gg t_\eta$, $\tau_0 \gg \tau_\eta$ を用いた。また, u'_L , u'_E はそれぞれラグランジュ的およびオイラー的な乱れ速度である。

(3.5), (4.6) から最大乱子の寿命時間および通過時間を求めると,

$$\tau_0 = \frac{2}{c_L} \frac{\overline{u_L'^2}}{\varepsilon}, \quad t_0 = \left(\frac{2}{c}\right)^{3/2} \frac{\overline{u_E'^2}^{3/2}}{\varepsilon \bar{u}}, \quad (4.12)$$

となり, すでに井上が求めているように²¹⁾,

$$T_E = \frac{2}{5} t_0, \quad T_L = \frac{1}{2} \tau_0.$$

がえられる。

一様定常乱流においては $\overline{u_L'^2} = \overline{u_E'^2}$ であること⁴¹⁾を用いると, (4.10), (4.11), (4.12) から

$$\frac{T_L}{T_E} = \frac{5}{4} \frac{\tau_0}{t_0} = \frac{5}{4\sqrt{2}} \frac{c^{3/2}}{c_L} \frac{\bar{u}}{\sqrt{\overline{u'^2}}} = \frac{\alpha}{(\sqrt{\overline{u'^2}}/\bar{u})} \quad (4.13)$$

となり, T_L/T_E は乱れの強さに逆比例することになる。(4.13)式において, c の値は前項ですでに述べたようにかなりの精度でわかっているので, α の値を決定することができれば,

$$c_L = \frac{5}{4\sqrt{2}} \frac{c^{3/2}}{\alpha} \quad (4.14)$$

から c_L の値の推定が可能である。

以下では実験から (4.13)式の α の値を決定したの

ち, U_L の値の推定を行った。すなわち乱れの場合が一様であると仮定し, 1つの流体粒子がある点から t 時間の後に到着する距離を X とすると,

$$\overline{|X(t) - \bar{X}|^2} = 2 \bar{U}^2 \int_0^t (t-\tau) R(\tau) d\tau \quad (4.15)$$

となる¹⁾。 \bar{X} は X の平均値である。 $t \gg T_L$ の場合には (4.15) は次となる。

$$\overline{|X - \bar{X}|^2} = 2 \bar{U}_L^2 T_L t \quad (4.16)$$

したがって充分長い t において粒子の到達距離をくり返し測定すれば $\bar{U}_L^2 T_L$ を求めることができる。一方, 1点における速度変動の測定から $\bar{U}_e^2 = \overline{U_e^2}$, および T_e を求めることができるので, 結局 (4.13) の関係が明白になる。

b) α の決定²⁾

実験は巾 7.5m, 長さ 243m のコンクリート製大型排水路で行ない, ラグランジュ的特性測定用の追跡浮子は直径 1.6cm のフラスチック製の球形浮子で, 球全体が丁度水中に浮かぶように重さの調節をしてある。浮子の運動をしらべるにあたっては, 測定の便宜上, 特定の時間 t に浮子が流下する距離を測定する代りに, 特定の距離 X_0 を流下するに要する時間 t の測定をすることにした。すなわ

ち，直接 (4.16) 式を用いないで，

$$\overline{|x - \bar{x}|^2} = \overline{|(x_0/t)\bar{t} - (x_0/\bar{t})\bar{t}|^2} \quad (4.17)$$

と置けるものと考えた。そうすると多くの測定をくり返すことによって

$$\bar{u}^2 T_L = (x_0^2 / 2\bar{t}) \overline{|\bar{t}/t - 1|^2} \quad (4.18)$$

なる量が計算できる。 \bar{t} は t の平均である。

浮子を流下させる距離は $x_0 = 40 \text{ m}$ としたが，その理由は次のとおりである。(4.15) 式に (4.6), (4.9) 式を適用すれば

$$\overline{|x - \bar{x}|^2} = \bar{u}^2 T_L t \left(1 - \frac{T_0}{3t}\right) \quad (4.19)$$

であるから， t 時間流下で (4.16) 式の近似が成立する精度は

$$\overline{|x - \bar{x}|^2} / 2 \bar{u}^2 T_L t = \left(1 - \frac{2}{3} \frac{T_L}{t}\right) \quad (4.20)$$

となる。したがって，この場合の平均流速が 30 cm/sec 程度であり， T_L は $4T_E$ 程度とすると， $x_0 = 40 \text{ m}$ の流下時間は (4.16) の表示が 3% ぐらいの誤差で成立することになる。なお (4.18) の平均操作に必要な浮子流下の繰返し測定回数は 100 回とした。

一方オイラー的特性の測定には浮子流下区間の中央に時間差方式超音波流速計を設置して行った。

流速を測定する位置は浮子の重心が通過する水面下 1cm 弱にすべきであったが、表面波の影響があったので水面下 2cm 程度のところとした。

オイラー的な統計量と観測時間の関係は小倉によって与えられている。⁴³⁾ その結果を考慮してオイラー的な測定時間は 3 分間とした。

測定及び計算結果を表 4.2 に示す。

表 4.2. オイラー・ラグランジュ特性の測定及び計算結果

H (cm)	\bar{U} (cm/sec)	$\sqrt{\bar{U}^2}$ (cm/sec)	T_L (sec)	$\bar{U}^2 T_L$ (cm ² /sec)	$\sqrt{\bar{U}^2}/\bar{U}$	α
36.1	25.8	1.57	2.32	36.9	0.0609	0.393
30.1	16.9	0.907	3.00	19.7	0.0537	0.428

オイラー特性の測定は、水深が 36.1 cm の場合にも 30.1 cm の場合にも 3 回くり返して平均した。

表 4.2 より、(4.13) 式の α の平均値は 0.41 と推定される。

この値は Wandel and Kofoed-Hansen⁴⁴⁾ の理論値 $\sqrt{\pi}/4 = 0.44$ や Philip の結果⁴⁵⁾ ともよく一致している。また大気における各種の観測結果⁴⁶⁾ ともそんなに違わない。

c) C_L 及び B の値

ラグランジュ的構造関数の普遍定数 C_L の推定を行なう。前項においてえられたオイラー的なスペクトル定数 $A = 0.48$ を用いると、オイラー的な構造

定数 C は (3.7) 式より $C=1.9$ がえられる。したがって $\alpha=0.41$ とすれば, (4.14) から $C_L=5.5$ となる。

またラグランジュスペクトル定数 B は (4.8) から $B=1.75$ がえられる。

以上のように中間乱子領域のスケールの大きなところでラグランジュ特性とオイラー特性のマッチングを行って $B=1.75$ をえたが, $Corrsin$ は最小乱子のスケールにおいてマッチングを行って $B \approx 1$ をえている。しかし, 現在のところ両者の適否を比較するにたる精度でラグランジュ的な相関やスペクトルが測定されていなのは残念である。 $Corrsin$ の値は理論のみから導びかれたものであるのに対して, 著者の方法はスペクトル函数形, オイラー的スペクトル定数の値, それに (4.13) のオイラー・ラグランジュ関係のようになりにくく認められている関係と実測結果にもとづいているので, えられた結果もかなり精度がよいものと考えられる。

3. 中間乱子領域における諸スペクトルの2,3の特性

超音波流速計でレイノルズ応力の測定をしたU1の観測からえられたスペクトルを図4.22, 図4.23に示す。図中, 横軸は測点の高度 z と波長 \bar{u}/n の比を表わす無次元周波数 $n\bar{z}/\bar{u}$ で示してある。測点高度によって, エネルギーは, 例えば図4.7の

みられるような分布をしているにもかかわらず、 nz/δ で整理したエネルギースペクトルがほぼ重なることは、後述するこの水深方向の分布と関連して興味深い。

図中 F_{uu} は u 変動のパワースペクトル、 F_{ww} は w 変動のパワースペクトル、 F_{uw} はレイノルズ応力のスペクトルである。

図 4.22, 4.23 において、 u 成分のスペクトルにも w 成分のスペクトルにも、いずれも $-5/3$ 乗則

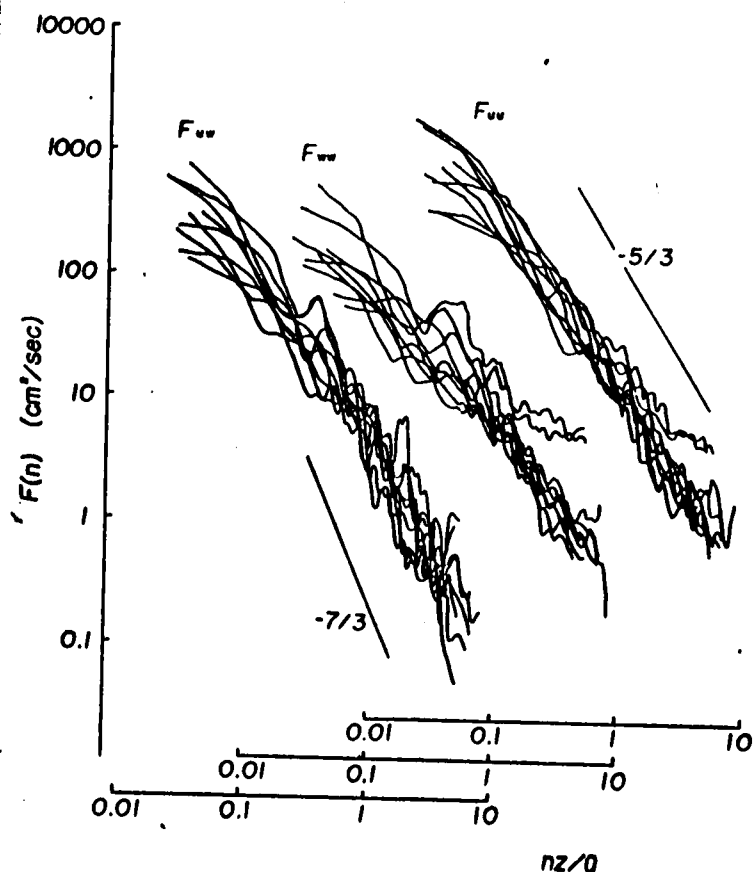


図 4.22. 観測 U1-1 のスペクトル

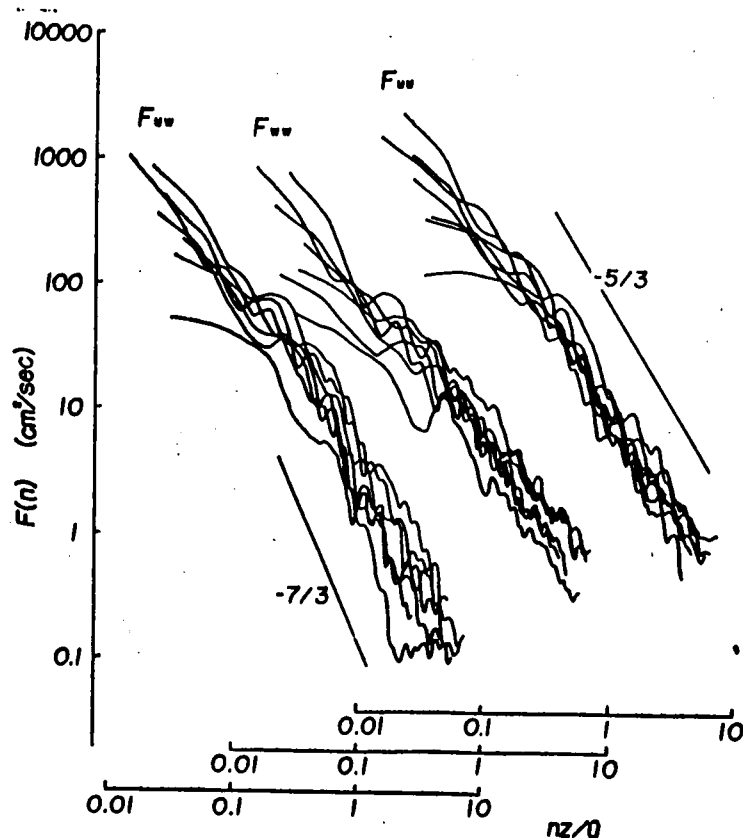


図 4.23. 観測 U1-2 のスペクトル

の成立がみられることは3章3節でも述べたが、レイノルズ応力のスペクトル F_{uw} はもっと勾配が急である。図中には圧力変動のスペクトルから類推した $-7/3$ 乗の直線が参考のために記してある。レイノルズ応力のスペクトルの分布則についてはまだ定説がない。中間乱子領域では $-8/3$ 乗則が成立するという理論もあるが⁴¹⁾、接地層における測定結果とは一致しない。接水気層のレイノルズ応力のスペクトルでは $-7/3$ 乗の分布が示されているが⁴⁸⁾、ここに示したものはそれとほぼ一致しているようである。

レイノルズ応力に対する各周波数成分からの寄与をもっと直観的にわかりやすく表示するために、縦軸を $nF(u)$ の形で示したものが図4.24、図4.25である。2つの図をみて全体的にいえるとは、レイノルズ応力に主に寄与する乱れは、 u 成分変動におけると同様にスケールの大きな乱れであることがわかる。逆にいえば、小さい乱子にもかなりのエネルギーが配分されているが、レイノルズ応力に対してはほとんど寄与していないということである。これは、レイノルズ応力の発生は円形渦管の存在にもとづくものであるという本章オ2節の考え方に相当している。これらのことから、レイノルズ応力の測定には、そんなに慣性

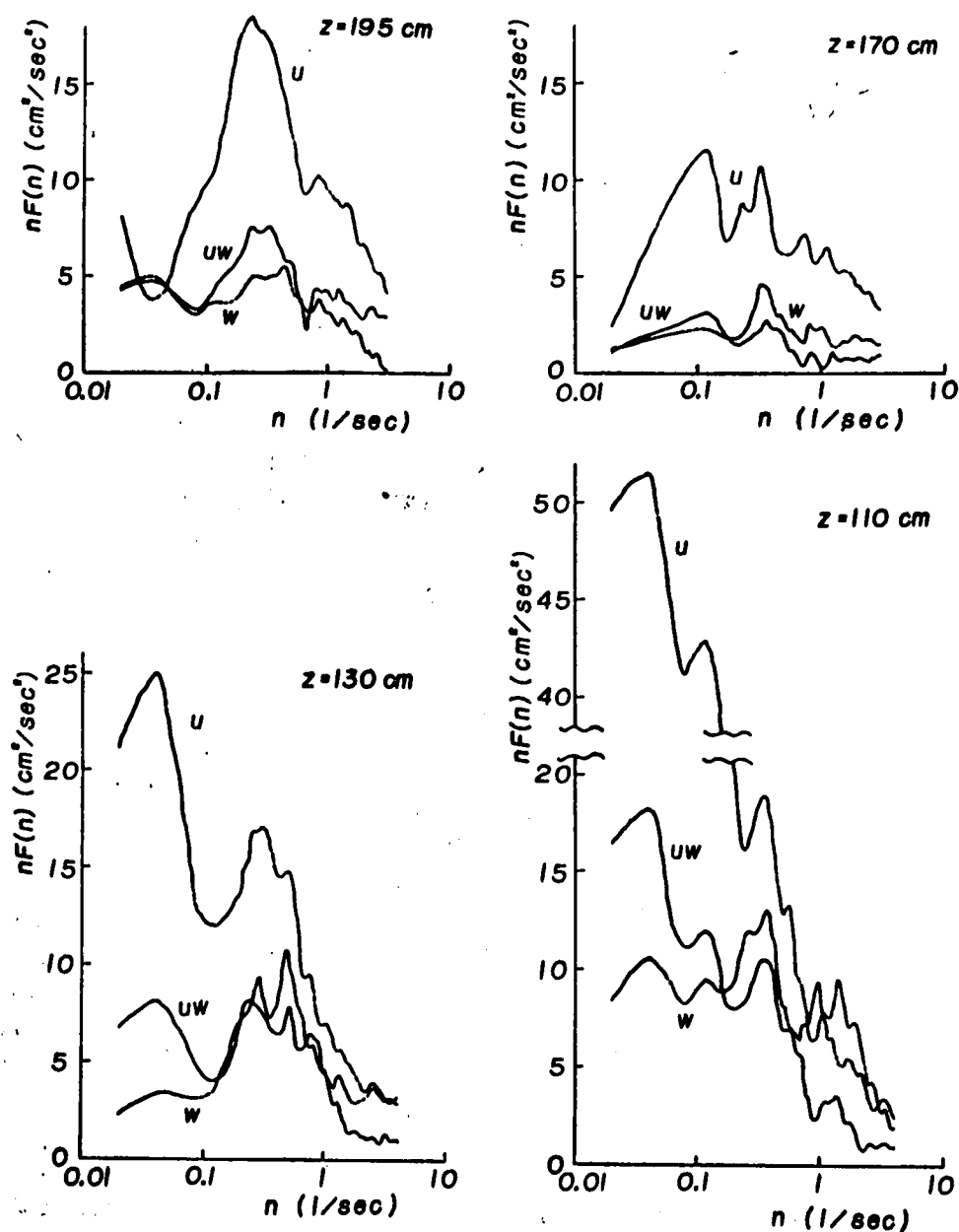


図 4.24. u, w のパワースペクトル及びクロススペクトル ($U1-1$)

の小さい測器を使う必要はないことがわかる。
 しかし、これらの結果から、レイノルズ応力のスペクトルは u 変動や w 変動のスペクトルにくらべてばらつきが大きいのが特徴のようであるので、観測時間を十分長くとらねば安定なスペクトルが

えられないことがわかる。

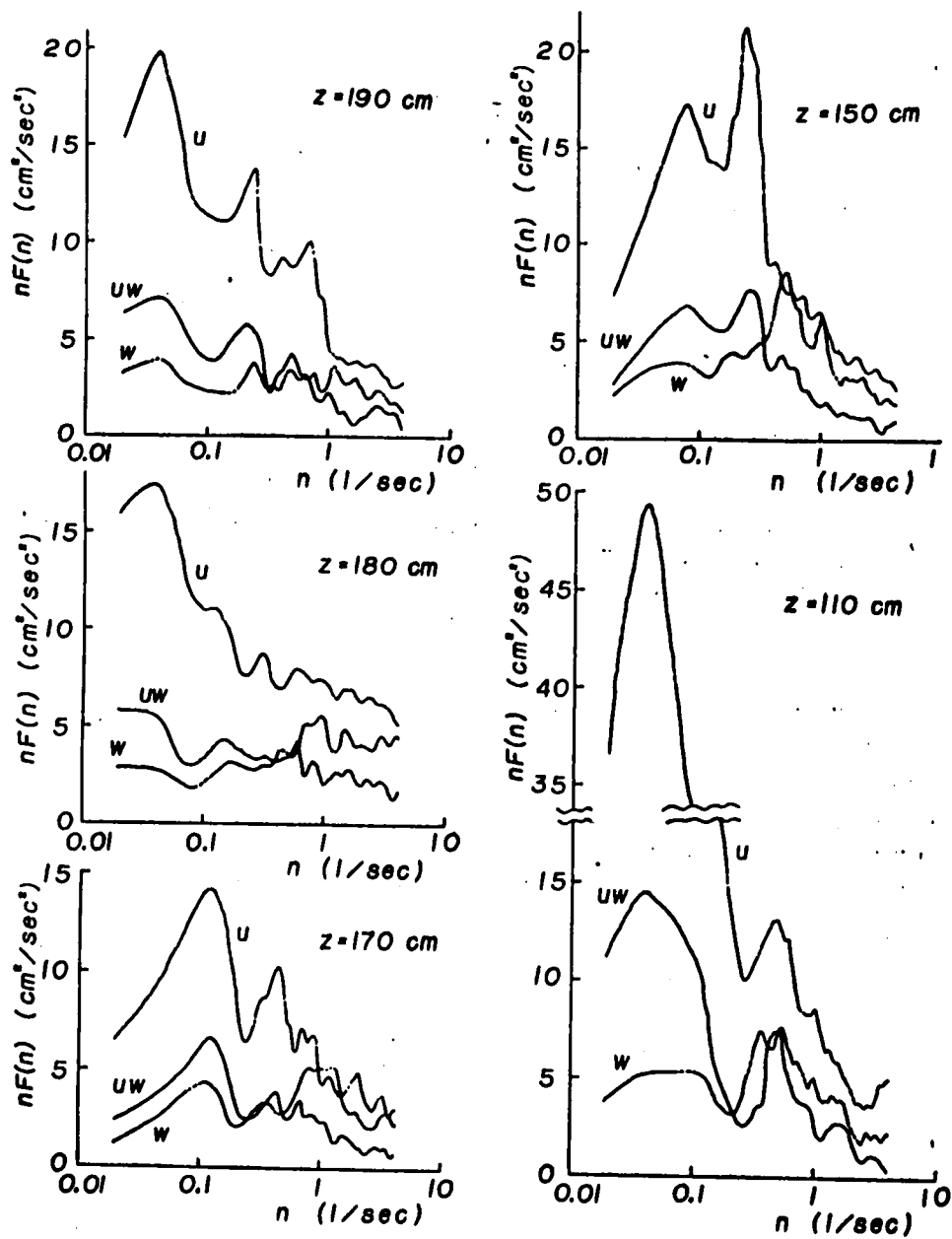


図 4.25. u, w のパワースペクトル及びクロススペクトル (U1-2).

4. エネルギー 逸散率の分布

i) ε の鉛直分布

乱流エネルギー 逸散率 ε は Kolmogorov の乱流理論

においては特に重要で、中間乱子領域の各階級の乱子間のエネルギー伝達率とも考えられる。これは円形渦管モデルでいうと、平均流から円形渦管へ与えられるエネルギーに相当している。

観測 S1 の結果から ε の鉛直分布を調べてみよう。中間乱子領域のスペクトルの $-5/3$ 乗則から、 $\varepsilon = \sigma_n^3 / L_n$ となるので、これを等流のエネルギー損失として知られる $\varepsilon_0 = U g i$ (U : 断面平均流速, g : 重力加速度, i : 水路勾配) で無次元化してものを図 4.26 に示す。

図から ε はほぼ双曲線的分布をしていることがわかる。こうした関係は、今本が行なった実験用南水路の測定結果からみてもほぼ全水深にわたって成立しているように思える。⁴¹⁾

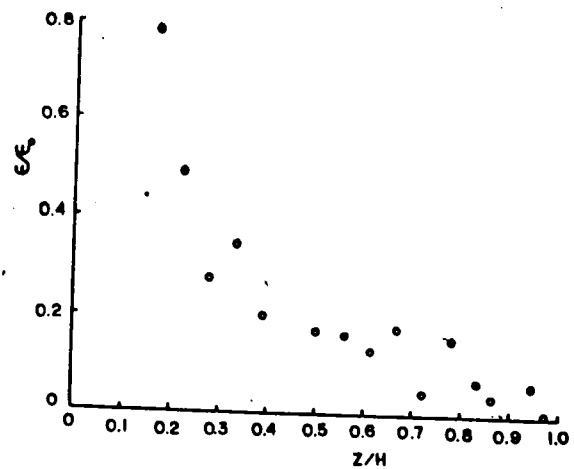


図 4.26. エネルギー伝達率鉛直分布 (S1).

このことは図 4.22, 図 4.23 に示した U1 観測のスペクトル分布が, $n\pi/\bar{u}$ を横軸にとるとほぼ一致していることと同等である。すなわち、スペクトル分布の一致は $F(n) = (n\pi/\bar{u})^{-5/3}$ ということであり、これは周波数 n に相当する乱子エネルギーは $\sigma_n^2 = (\bar{u}/n\pi)^{2/3}$ ということを意味し

ている。したがって、 $\varepsilon \sim z^{-1}$ の関係が成立していれば $\sigma_{u_n}^2 = (\varepsilon \bar{u} / n)^{2/3}$ ，すなわち $F(n) = (\varepsilon \bar{u})^{1/3} n^{-5/3}$ がえられる。この考察では簡単のために数値定数ははぶいている。

これより、 ε の双曲線的分布は鉛直乱流場の一般的特性の1つといえよう。ちなみに、接地気層においては $\varepsilon \sim u_*^3 / z$ の関係が広く知られている。²²⁾ ここに u_* は摩擦速度である。

ii) 水面近傍における ε の値³⁰⁾

河川流水の水面近くではレイノルズ応力は0に近い値をとることからわかるように、乱れのエネルギー生成はほぼ0と考えてよいが、エネルギー消散率は図4.26に示したように、その値は小さいが0ではない。これは円形渦管のジェットによって河床領域から水面領域へ輸送されたエネルギーが、水面領域で高次渦管となって消散するためである。

ここでは、同一測定点において多くのくり返し測定を行ったU2観測の結果から、水面近傍における精度のよい ε の値を計算した結果を示そう。 ε の算定には3次の速度構造函数を求めて、(3.4)式から行なった。

測定条件及び計算結果を表4.3に示す。

表 4.3. 水面近傍における ε の値

	測定数	H (m)	z/H	ε の平均値
U2-1	12	2.7	0.85	0.492
U2-2	12	2.1	0.85	0.474

ここで求めたエネルギー散率から最小乱子の寸法 $\eta = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}$ を求めると、最小乱子の直径は約 0.5 mm ぐらいであることがわかる。さきに示したように $\varepsilon \sim z^{-1}$ であるから、鉛直乱流場における最大の最小乱子の寸法は 1 mm にも満たないことがわかる。河床近くの最小乱子の寸法はこれより小さいが、そんなに違わないことは $\eta \sim (\nu^3 z)^{1/4}$ からあきらかである。

オ 6 節 結論

本章では鉛直乱流場の諸特性を観測と理論的考察に基づいて検討したが、えられた成果を要約すると次のようである。

1. オ 2 節において鉛直乱流場の物理モデルとして Π 形渦管を提案した。今の段階では Π 形渦管の

量的な特性はまだあまり明確になっていないが、定性的には従来から知られている乱流境界層や河川乱流に関する数多くの特性を非常にうまく説明できることが明らかになった。　　〇形渦管の導入にもとづく河川鉛直乱流場像としては、i) 河川流れは鉛直方向に3つの領域に分けられて、それは〇形渦管の生成に寄与する河床領域、その間歇的な伸張が生じている中間領域、さらにオイルが存在する水面領域である。　ii) 乱流場は平均流と、平均流から直接乱れエネルギーを引き出す決定論定性格の強い〇形渦管および統計的性格が普通にいわれている乱れの3者から構成されている。

iii) 〇形渦管は下流に傾いて、平均流より少しゆるやかに流下しているが、レイノルズ応力に負の寄与をする強力ななめ上向きジェットを上流側へ誘発している。　　〇形渦管の頭部が水面領域に達したものが、いわゆるオイルである。　さらに〇形渦管の空間配列にはかなり強い規則性がある。

2. オキ節では、最大乱子あるいはこれに相当する乱子の各種特性を観測結果から明らかにした。

乱れの強士の鉛直分布は一般の乱流境界層におけるものと、その大きさも傾向も大差ない。　 B/H の大きな流れでは、レイノルズ応力は水面の0か

ら河床へ向ってほぼ直線分布とするが、 B/H が小さい流れにおいては最大流速点が水面より下にあり、その点を境にレイノルズ応力は符号を変えて直線的分布をしている。

次に乱れのスケールについて言えば、主流方向の integral scale は高度の増大にともない単調増加し、その大きさは高度の約 1.4 倍となっている。また横断方向の integral scale は主流方向の integral scale の約 $1/4$ である。一方、最大乱子の長さは高度の約 10 倍であり、最大乱子の巾は長さの約 $1/5$ であることがわかった。すなわち円形渦管の最大のものは、流下方向に $10H$ 、横断方向に $2H$ の間隔で配列していることになる。さらに、主流方向の integral time scale は鉛直方向の integral time scale の 2~4 倍であることがわかった。

水面と側壁とからなる隅角部には扁平な 2 次流が存在しており、さらに integral scale の極大点が存在するなど複雑な乱流構造の存在を予想させて、円形渦管のような単純な渦管構造ではその特性を説明しえない。

3. オ 5 節ではまず、2 次及び 3 次の速度構造関数からえられるひずみ度を用いて 1 次元スペクトルのスペクトル定数の決定を行ない、いくぶんばら

つきはあったが平均として 0.48 の値をえた。これは他の分野の結果と比較して充分妥当な値である。次に浮子及び流速計によるオイラー・ラグランジュ特性の測定から、ラグランジュ的 integral time scale とオイラー的 integral time scale の比は乱れの強さに逆比例し、その比例定数は 0.41 であることを明らかにした。さらにこの値を用いてラグランジュスペクトルのスペクトル定数を決定し 1.75 をえた。

u, w 変動のスペクトルには $-5/3$ 乗則の成立する中肉乱子領域が存在するが、レイノルズ応力のスペクトルには圧力変動スペクトルと同様な $-7/3$ 乗則の成立がうかがえた。

エネルギー逸散率は河床からの高度に逆比例することがわかった。特に水面近傍に注目すると、エネルギー逸散率は宇治川では約 $0.5 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ で、これから計算した Kolmogorov の最小乱子の寸法は約 0.5 mm となった。

- 1) Monin, A.S. and Yaglom, A.M., Statistical Hydromechanics, The Mechanics of Turbulence, (Nauk Press), (1967).
- 2) 石原安雄, 余越正一郎, 河川の乱流構造に関する一考察, 京大防災研年報, 13B, (1970), 323.
- 3) Townsend, A.A., The turbulent boundary layer, IUTAM Symp. "Grenzschichtforschung" ed. H. Görtler, Springer, (1958), 1.
- 4) Theodorsen, Th., The structure of turbulence, 50 Jahre Grenzschichtforschung, ed. H. Görtler and W. Tollmien, Friedr. Vieweg & Sohn, (1955), 55.
- 5) Sternberg, J., On the interpretation of space-time correlation measurements in shear flow, Phys. Fluids, Suppl. 10, (1967), S146.
- 6) 木下良作, 航空写真による洪水流の解析, 写真測量, 6, (1967), 1.
- 7) Kovasznay, L.S.G. and Kibens, V., Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., 41, (1970), 283.
- 8) Sakagami, J., On the structure of the atmospheric turbulence near the ground, III, Nat. Sci. Rep., Ochanomizu Univ., 4, (1953), 201.
- 9) Hinze, J.O., Turbulence, Chapt. 7, McGraw-Hill, (1959), 451.
- 10) Corino, E.R. and Brodkey, R.S., A visual investigation of the wall region in turbulent flow, J. Fluid Mech., 37, (1969), 1.
- 11) 余越正一郎, びわ湖疏水における乱れの観測, 京大防災研年報, 1, (1966), 513.

- 12) Yokosi, S., The structure of river turbulence, Bull. DPRI, Kyoto Univ., 17, (1967), 1.
- 13) 石原安雄, 余越正一郎, 水路自由水面近傍の乱れについて, 第21回土木学会年次学術講演会講演集, II-105, (1966).
- 14) 石原安雄, 余越正一郎, 上野鉄男, 河川におけるレイノルズ応力の測定, 昭42年度土木学会関西支部講演会講演概要, (1967), 133.
- 15) 石原安雄, 余越正一郎, 上野鉄男, 河川におけるレイノルズ応力の分布について, 京大防災研年報, 12B, (1969), 503.
- 16) 石原安雄, 余越正一郎, 上野鉄男, 河川乱流の空間構造に関する測定, 第22回土木学会年次学術講演会講演集, II-69, (1967).
- 17) 今本博健, 上野鉄男, 南水路流れにおける乱れの空間相関特性について, 京大防災研年報, 13B, (1970), 333.
- 18) Jezdinský, V., Čákt, J., Rudiš, M. and Smutek, R., Macro-turbulence measurements in natural stream, Proc. 12th Congr. IAHR, no. 2, (1967), 323.
- 19) Favre, A., Gaviglio, J. and Dumas, R., Structure of velocity space-time correlations in a boundary layer, Phys. Fluid, Suppl., (1967), S138.
- 20) Rudiš, M. and Smutek, R., Relations between turbulence characteristics and the hydraulic parameter of the shear flow, Acta technica ČSAV, 11, (1966), 310.
- 21) 井上栄一, 地表風の構造, 農技研報告, A2, (1952).
- 22) Lumley, J. and Panofsky, H.A., The structure of atmospheric turbulence, (Interscience), (1964).

- 23) 土木学会, 水理公式集, 昭32年改訂版, (1957), 1.
- 24) Smutek, R., Discussion for "Measurement of turbulence in water" by Richardson and McQuivey, Proc. ASCE, HY1, (1969), 519.
- 25) 余越正一郎, 河川における乱子の広がりについて, 才25回土木学会年次学術講演会講演集, II-111, (1970).
- 26) Cramer, H. E., Measurements of turbulence structure near the ground within the frequency range from 0.5 to 0.01 cycles sec^{-1} , Advances in Geophys., 6, (1959), 75.
- 27) Brundrett, E. and Baines, W. D., The production and diffusion of vorticity in duct flow, J. Fluid Mech., 19, (1964), 375.
- 28) Gessner, F. B. and Jones, J. B., On some aspects of fully-developed flow in rectangular channels, J. Fluid Mech., 23, (1965), 689.
- 29) Einstein, H. A. and Shen, H. W., A study of meandering in straight alluvial channels, J. G. R., 69, (1964), 5239.
- 30) 余越正一郎, 河川における乱流エネルギー逸散率について, 東大防災研年報, 11B, (1968), 191.
- 31) Lumley, J. L. and Panofsky, H. A., The structure of Atmospheric turbulence, Interscience, (1964).
- 32) Grant, H. L., Stewart, R. W. and Moilliet, A., Turbulence spectra from a tidal channel, J. Fluid Mech., 12, (1962), 241.
- 33) Gurvich, A. S., A measurement of the asymmetry coefficient of the velocity-difference distribution in the ground layer of

- the atmosphere, DAN, 134, (1960), 1073.
- 34) Pond, S., Smith, S.D., Hamblin, P.F. and Burling, R.W., Spectra of velocity and temperature fluctuations in the atmospheric boundary layer over the sea, J. Atmosph. Sci., 23, (1966), 376.
- 35) Kraichnan, R.H., Isotropic turbulence and inertial-range structure, Phy. Fluids, 9, (1966), 1728.
- 36) Orszag, S.A., Approximate calculation of the Kolmogorov-Obukhov constant, Phys. Fluids, 10, (1967), 454.
- 37) Neumann, J., On the spectrum of isotropic turbulence, Phy. Fluids, 10, (1967), 5.
- 38) Stewart, R.W., Reconciliation of the available experimental data concerning the spectrum and asymmetry of locally isotropic turbulence, DAN, 152, (1963), 324.
- 39) Iwasa, Y. and Imamoto, H., Estimation of dispersion coefficients on free surface by means of particle simulation method, Mem. Faculty of Eng. Kyoto Univ., 30, (1968), 15.
- 40) 余越正一郎, 乱れの Lagrange 的特性について, 産業土木学会大会講演会講演集, (1969), 53.
- 41) Lumley, J., An approach to the Eulerian-Lagrangian problem, J. Math. Phys., 3, (1962), 309.
- 42) 余越正一郎, 河川乱流における integral time scale について, 土木学会年次学術講演会講演概要, (1968), 251.
- 43) Ogura, Y., Relations between the length of time under analysis and the statistical quantities of the atmospheric turbulence,

- J. Met. Soc. Japan, 30, (1952), 103.
- 44) Wandel, C.F. and Kofoed-Hansen, O., On the Eulerian-Lagrangian transform in the statistical theory of turbulence, J. Geophys. Res., 67, (1962), 3089.
- 45) Philip, J.R., Relation between Eulerian and Lagrangian statistics, Phys. Fluid, 10, (1967), 369.
- 46) Thomas, D.M.C., Lagrangian and Eulerian properties of turbulence, Quart. J. Roy. Met. Soc., (1964), 342.
- 47) Corrsin, S., Theory of turbulent dispersion, The mechanics of turbulence, Gordon and Breach, (1961), 27.
- 48) 内島 善兵衛, 排水局内乱れの微細構造の実験的研究, 農技研報告, A-7, (1959), 101.
- 49) 今本 博健, 排水路流れにおける乱れの相似性について, 昭45年度土木学会関西支部講演会講演概要, II-34, (1970).
- 50) 余越 正一郎, 河川における乱流エネルギー散率について,

オ 5 章 水平乱流場の構造に関する研究

オ 1 節 概説

河川に投錨した釣舟などが数分あるいはそれ以上に及ぶような非常に長い周期で左右に大きくいれることはよく経験するところである。このような長周期の運動を生じさせる乱子の寸法は長さが数10m, あるいはそれ以上に相当すると考えられる。水深の大きさから考えてこれらの乱子は水深方向にはほぼ一様な性質をもった2次元的な薄いものと考えることができる。すなわち水平乱流場の存在を意味している。

大気における移動性の低気圧の運動や、人工衛星からの写真にみられる半島などの後に生ずる渦動などはいずれも水平乱流場の2次元的な乱子の運動と考えられる。

乱流拡散においては、これらの大きな水平乱れによる大規模な水平混合が重要な役割をしている場合も考えられる。しかし、実際に河川においてこのような大規模な擾乱を観測した例はほとんどないが、速水¹⁾は水平混合の概念を洪水の変形にとり入れてユニークな洪水流の理論を作ったことは注目される。

本章ではこのような河川における水平乱流場の特性について述べるが，オ2節では実際の河川乱流場にスペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する中間乱子領域が存在することを観測結果から示し，その諸特性を解析し，さらに水平乱流場の最大乱子の大きさを推定する。最後にオ3節では，水平乱流場が外部擾乱によって変形している場合の例を示す。

オ2節 水平乱流場の中間乱子領域

1. 中間乱子領域の特性²⁾

解析に用いたデータは北利根川に設置された超音波流速計による流速変動の記録である³⁾。北利根川は霞ヶ浦と利根川を結ぶ一様な人工水路で，河巾は約260m，平均水深は4.5mである。測定は霞ヶ浦から約3km直線に流下した地点にある建設省利根川下流工事々務所・八代流量観測所に設置された時間差方式超音波流速計によって行なわれたものである。流速計は流れの中央部の，流れ方向に約40m，横断方向に河巾の約 $2/3$ の領域の空間的に平均された流速値を指示するもので，流

速計の原理はオ2章で述べた時間差方式超音波流速計と全く同じで、ただ受感部の寸法が大きっただけである。

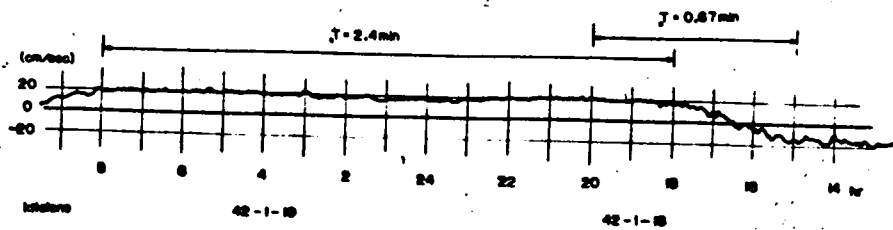


図 5.1. 北利根川の流速変動

図 5.1 は解析に用いた流速データで、昭和 42 年 1 月 18 日から 19 日にわたる約 20 時間の連続記録である。観測地点は感潮していて流速に逆流が生じている。図 5.1 において逆流から順流にかわる 1 月 18 日 15 時～20 時の 5 時間の記録を 2/3 分毎に数値化したデータを K1 と名づけ、順流時間中の 18 日 18 時～19 日 8 時の 14 時間の記録を 2.4 分毎に数値化したデータを K2 と名づけ、両者を別々に解析した。

K1, K2 のデータに種々の周期の移動平均をおこなった結果を図 5.2, 図 5.3, に示す。移動平均周期 T は図中に示してあるとおりである。

これらの結果をみてわかるように、流向が変化したり、流れの継続時間が現象のスケールにくら

べて十分長くないので、水平乱流場の最大乱子の性質についてはいくかがい知ることができない。平均流速も非常に小さいので、霞ヶ浦の水位変動や、潮汐、風の影響などが加わっているのか、長周期の変動の性質は複雑である。

しかし、最大乱子にくらべて、スケールの比較的小さい変動の性質はスペクトルを計算する

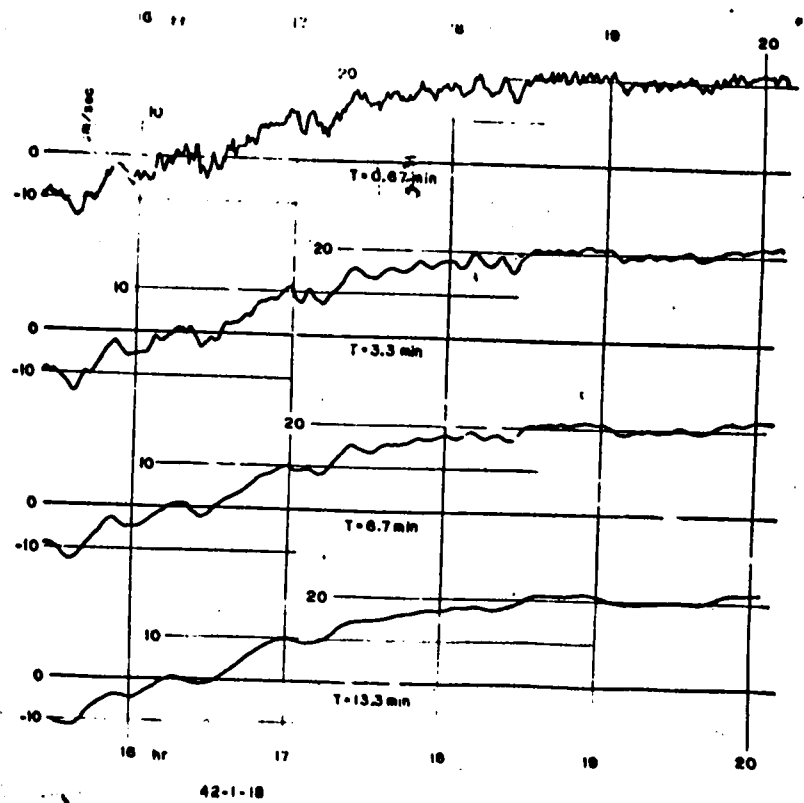


図5.2. K1の移動平均結果 (T:移動平均の周期)

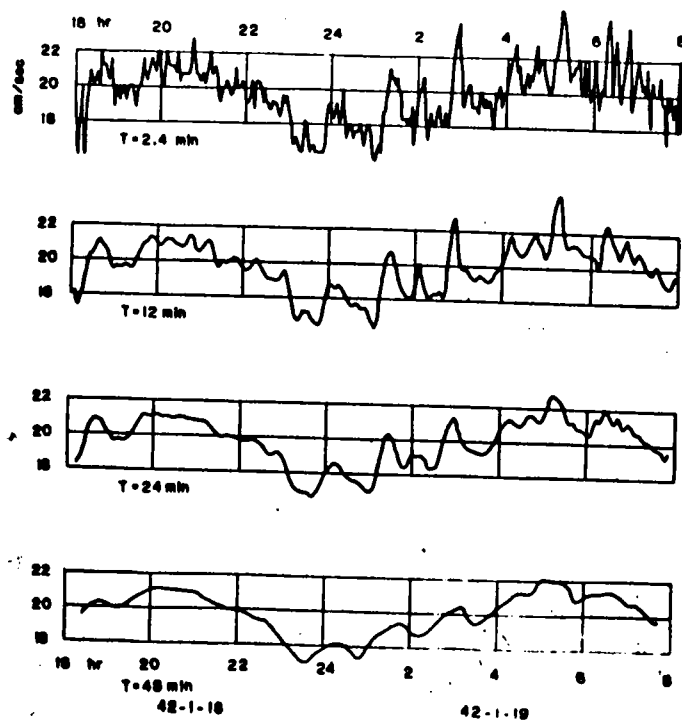


図5.3. K2の移動平均の結果

ことで明らかになる。 $K1$, $K2$ のパワースペクトルを計算した結果を図 5.4, 図 5.5 に示す。

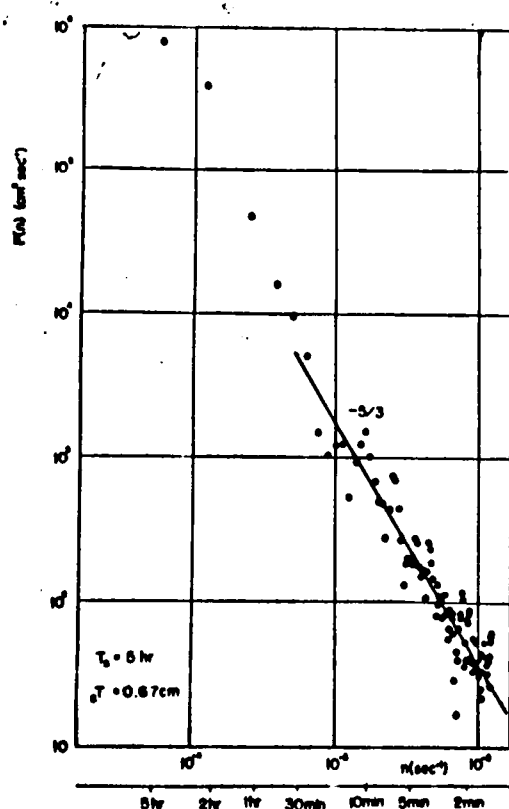


図 5.4. $K1$ のスペクトル

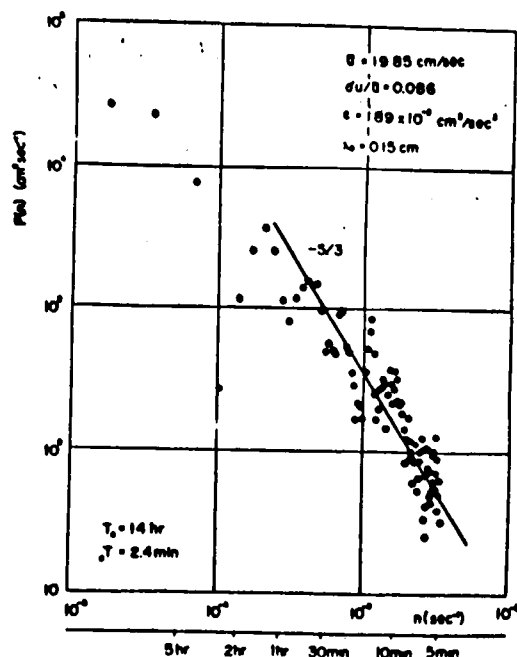


図 5.5. $K2$ のスペクトル

図 5.4 の $K1$ のスペクトルを計算する際に、図 5.2 において明らかな潮汐によるトレンドを除かずに計算を行ったので、低周波端が非常に大きくなっている。なお、図 5.5 はオウ章の図 3.9 と同じものである。図 5.4, 図 5.5 から明らかなように、スペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する中間乱子領域の存在がうかがえる。すなわち、2次元乱流場の1次元スペクトルにも $-5/3$ 乗則がほぼ成立することは、理論的にも観測結果からもすでにオウ章で述べた

とおりである。

2. 中間乱流領域におけるエネルギー伝達率^{*)}

水平乱流場の中間乱流領域においても，鉛直乱流場におけると同様に 1 次元スペクトルの $-5/3$ 乗則が成立するゆえであるから，(3.6) 式と同様に

$$F(\omega) = A (\varepsilon \bar{u})^{2/3} \omega^{-5/3} \quad (5.1)$$

と表わされる。オス章に行った考察によると，スペクトル定数 A は水平乱流場においても鉛直乱流場においても同じ値をとる普遍定数であるが，エネルギー散逸率 ε は両乱流場において異なる値をとる。水平乱流場における ε は鉛直乱流場における ε のように，エネルギー・カスケードを経て直接熱エネルギーに変換されるものではなく，エネルギー・カスケードにおける単位時間単位質量当りのエネルギー伝達率をあらわしている。

観測 K2 の場合について，3 次の速度構造関数を計算し，(3.4) 式から水平乱流場の ε を求めた。その結果 $1.89 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ なる値がえられた。これは対して，オス章オ2節においてスペクトルの二重構造の存在を示すために用いられた宇治川における観測結果である図 3.4 の水平乱流場において ε を計算すると $3.0 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ がえられた。こ

これは図 5.5 の図中に示したように, $K2$ の平均流速や乱れの速度が非常に小さいためであろう。

$K2$ の ε の値と図 5.5 のスペクトル分布からスペクトル定数 A を計算すると 0.41 なる値がえられた。これは鉛直乱流場においてスペクトル定数を求めた結果の図 4.21 の中にすでに記してある。鉛直乱流場において評価した値 0.48 にくらべて, 幾分小さいが, 鉛直乱流場での値のばらつきの範囲内にあるので, オう章で考察したようにスペクトル定数は水平乱流場においても鉛直乱流場においても同じ値であると考えの方がよいであろう。

なお, 水平乱流場の中間乱子領域は, すでにオう章 2 節で述べたように水深の 10 倍程度の波長に至ると鉛直乱流場になるので, この点で一応終ることになる。これは Ozmidov⁵⁾ が水平乱流場における拡散の $4/3$ 乗則が $10H$ 以下の領域では成立しないとしたことと考えあわせて興味深い。

3. 水平乱流場の最大乱子

スペクトル解析などから水平乱流場の最大乱子の寸法を推定するためには, 少なくとも最大乱子が 10 ㄱ程度通過するに要する時間の観測を実施しなければならない。しかし, 水平乱流場の最大乱子の寸法は非常に大きいはずであるから, その

ような乱子が10ヶ程度通過するような長時間の観測の間には流量の変化とかセイシュなどのような目的とする乱れ以外の要素が入ってくる可能性が高い。さらに図5.1で示した北利根川の例でいうと、潮汐の影響や、霞ヶ浦から測点までの流路が短いために、その河中に相当した水平乱流場が十分発達しえない場合もある。

水平乱流場の場合も、鉛直乱流場の最大乱子と同様に、最大乱子はかなり規則性が強いものであるという性質を利用して、流速変動の記録に移動平均を行なうことで最大乱子の寸法を推定できるのであろう。

図5.6は、流量が比較的一様で、しかも河道もほぼ直線的な宇治 ($B=100\text{m}$, $H=2.0\text{m}$, 30分間の平均流速 $\bar{u}=1.28\text{ m/sec}$) でフロペラ式流速計を用いて30分間の連続測定を行った結果に 1.2 sec, 6 sec, 1 min, 5 min. の移動平均を順次行った結果である^{6),7)}。6 secの移動平均を行ったものには、水深の10倍程度の長さの鉛直乱流場の最大乱子の通過時間 15 sec 程度の卓越変動がかなり明瞭にみられる。5 minの移動平均を行った結果をみると、1波長しか含まれていないが、周期が約10分の波が存在しているようにみえる。この波長を凍結乱流の仮定から計算すると約800 mで、これは河中のほぼ8倍

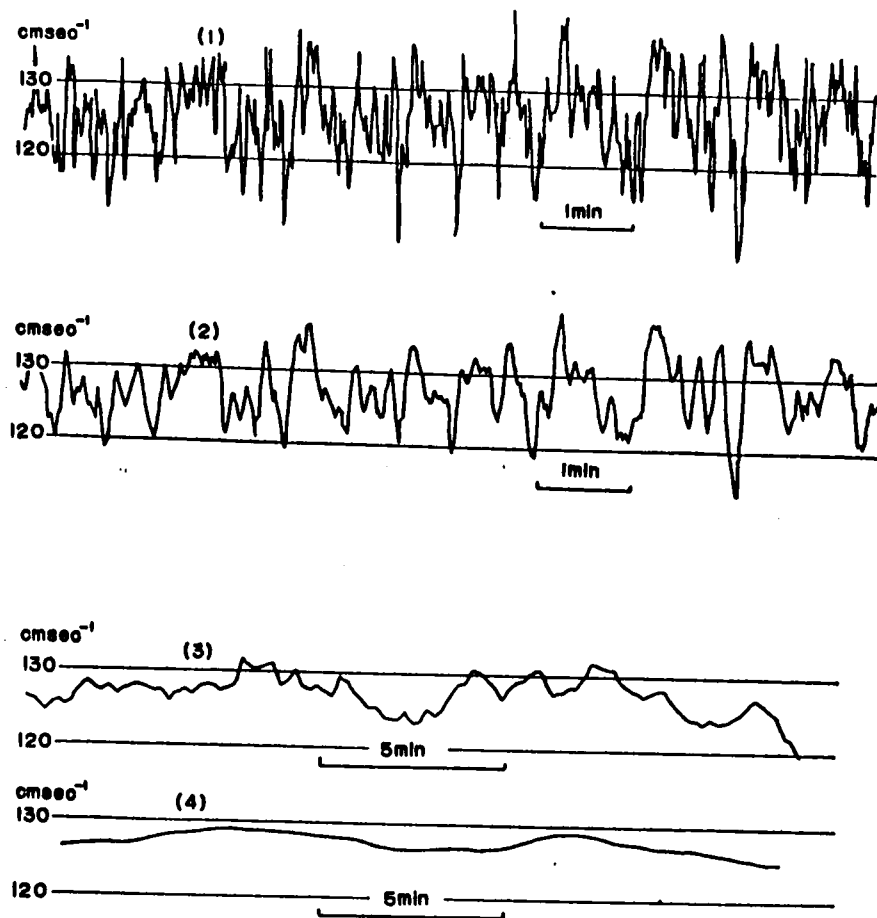


図5.6. 流速変動と移動平均，移動平均周期は
 (1) 1.2 sec, (2) 6 sec, (3) 1 min, (4) 5 min.
 $B = 100 \text{ m}$, $H = 2.0 \text{ m}$, $\bar{u} = 1.28 \text{ m/sec}$

のスケールの乱子の通過時間に相当していることがわかる。

同じ観測点で水深が 2.1 m の場合に同様な方法で1時間の連続観測をした結果に5分の移動平均を行った結果を図5.7に示す^{6),7)}。1時間平均流速は 1.23 m/sec であった。図5.7には非常に周期的な波が存在しており，その平均周期は約14分である。これは河巾の10倍，すなわち長さ 1 km の乱子の通

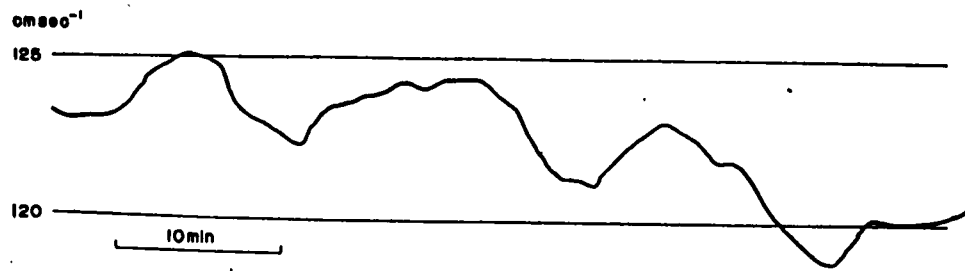


図 5.7. 周期5分の移動平均をした流速変動
 $B=100\text{m}$, $H=2.1\text{m}$, $\bar{u}=1.23\text{m/sec}$.

過時間と一致している。なお図5.7にみられるトレンドは、びり湖からの放流量の減少にもとづくものであることが、観測点の1km上流にある淀の量水塔における水位記録からゆかた。それによると観測期間中平均 5cm/hr の割合で水位が低下していた。

以上はいずれも実河川におけるものであるが、水平乱流場は実験用水路においても存在しているはずであると考えて、実験用雨水路において水平乱流場の最大乱子の長さを推定してみた。

長さ 150m 、巾 60cm の雨水路に水深 15cm で水を流し、水路末端近くで直径 1.5cm のフロペラ式流速計を用いて測定を行ない、10秒の移動平均を行った結果を図5.8に示す⁹⁾。卓越変動の平均周期を計算すると約19秒となり、平均流速は 34cm/sec であるから、その波長は水路巾の約11倍に相当している。巾 60cm の水路で 150m の流下距離があれば、統計

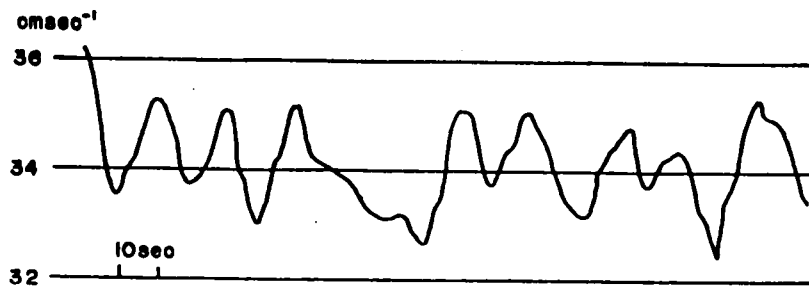


図 5.8. 実験水路の流速変動 (10 秒の移動平均後)
 $B=60\text{ cm}$, $H=15\text{ cm}$, $\bar{u}=34\text{ cm/sec}$

的には完全に安定した乱れの場合が形成されているであろう。

このような実測事実の他に、洪水流に関する「速水」の理論もこのようなこととそうづけている。すなわち、速水は洪水の変形に水平混合も寄与するとして完成したユニークな理論を江戸川における洪水実験のデータに適用して、水平混合係数が $10^6\text{ cm}^2/\text{sec}$ にも及ぶことを示した。混合係数あるいは拡散係数は最大乱子の大きさとその乱子速度の積である。いま最大乱子の乱子速度は平均流速 \bar{u} の $1/10$ 程度とすると、江戸川実験の平均流速は $\bar{u} \sim 10^2\text{ cm/sec}$ であつたから乱子速度は 10 cm/sec 、また河中 $B \sim 10^4\text{ cm}$ からそこに存在する最大乱子の長さ $10B \sim 10^5\text{ cm}$ となり、結局河中の 10 倍程度の乱子による拡散係数は $10B \times (\bar{u}/10) \sim 10^6$ となり、速水の推定値と一致することになる。

さらに平行二平板間の流れの安定理論^めからも、

水平乱流場の最大擾乱すなわち最大乱子の寸法は河巾の10倍程度であるとしてよいであろう。このような波長の擾乱に相当するモードは安定理論における対称擾乱であろう。⁹⁾

以上のことから、かなり直観的ではあるが、流量の人為的变化などにもとづく流速変動ではなくて、河川自体の性質にもとづく水平乱流場の最大乱子の長さは河巾の10倍程度であると結論してよいであろう。これは鉛直乱流場の最大乱子の長さが水深の10倍であるという結果と考えあわせても大変興味深い。

なお、河巾の10倍もあるような乱れはおそらく河巾全体にわたっているであろう。なぜなら、あまりに扁平な渦は安定に存在しえないであろうし、また安定理論の示す対称擾乱も示すところである。したがって、水平乱流場の最大乱子の幾何学的形状は、長さ方向には河巾の約10倍、横方向には河巾、鉛直方向には水深と同じ程度の大きさを有するものであると考えてさしつかえないであろう。

このような大規模な乱れのために、いわゆる等流といわれる流れにおいても流量の時間的な変動が生じている。⁹⁾ これは勾配流量の定義とも関連する問題ではあるが、南水路の乱流では厳密な意

味で等流は存在しえないことを示すものともいえる。

オ3節 水平乱流場と他の擾乱²⁾

オ2節にあげた観測例はいずれも水平乱流場の普遍的な性質を比較的よく表わしたものと考えられるが、すでに言及したように、一般の河川流れでは必ずしもこのようにはいかない。というより、基本的な水平乱流場がいろいろな擾乱により変形させられているのが現実の河川乱流場の姿である。このような場合の1例として瀬田川で行われた観測結果を示そう。

観測点はびわ湖から約3 Km 流下した点で、南郷洗堰の約1.5 Km 上流で、河巾は約100m、水深は4mであった。流速変動は北利根川におけると同様な超音波流速計によって測定されたものであるが、流速計が検出する領域は流れ方向に約60m、横

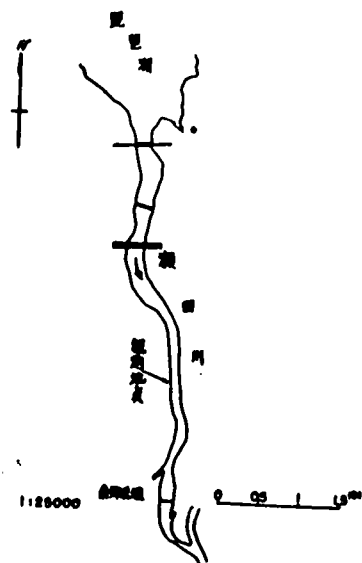


図5.9. 瀬田川観測場所

断方向に約 70 m の領域である。観測場所附近の地図を図 5.9 に示す。

昭和 42 年

11 月 14 日 0 時から, 11 月 15 日 15 時までの 39 時間
にわたる記録を S1,
11 月 18 日 15 時から 11 月 19 日 10 時までの 19 時間

の記録を S2 と呼ぶことにする。それぞれの流速変動は 1 分間隔で数値化して処理した。

S1, S2 の記録に 30 分, 60 分, 120 分の移動平均をおこなった結果を図 5.10, 図 5.11 に示す。

原系列全体の平均流速と乱れ速度は, S1 では $\bar{u} = 17.9 \text{ cm/sec}$, $\sigma_u = 3.65$

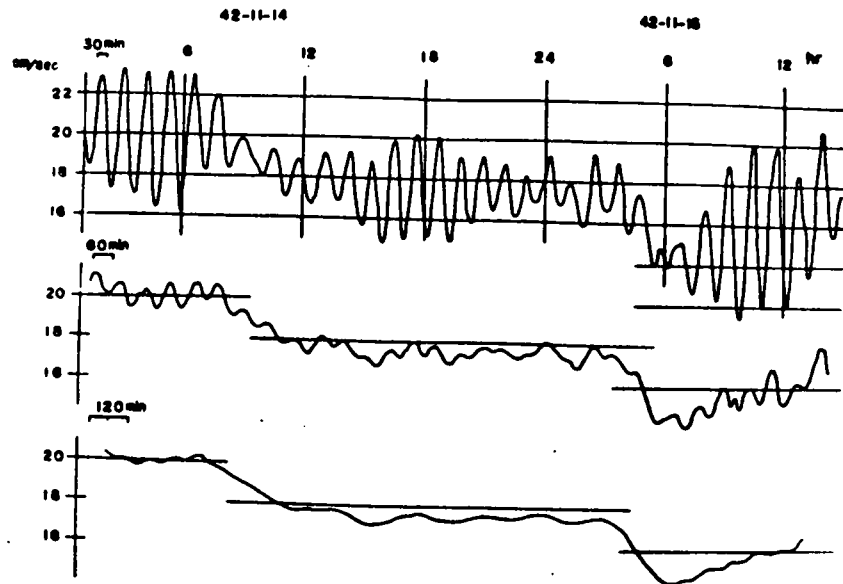


図 5.10. S1 記録の移動平均

$$\bar{u} = 17.9 \text{ cm/sec}, \sigma_u = 3.65 \text{ cm/sec}$$

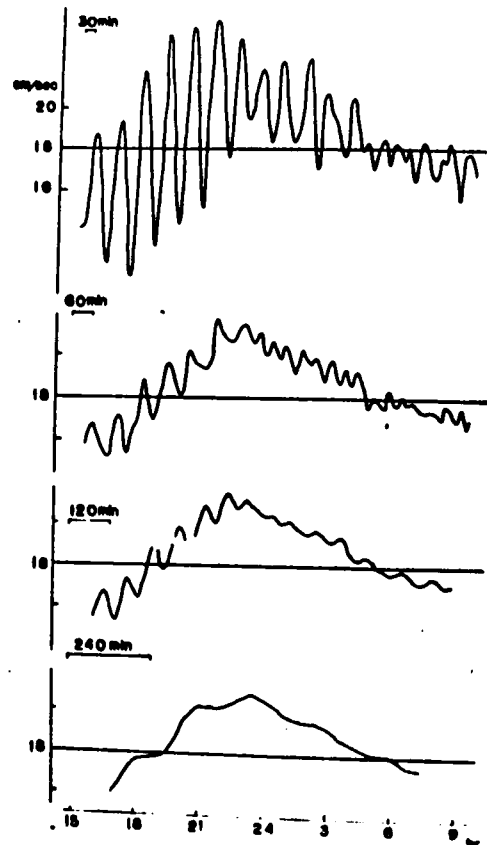


図 5.11. S2 記録の移動平均

cm/sec, S2 では $\bar{u} = 18.4$ cm/sec, $\sigma_u = 3.55$ cm/sec であつた。この値には図 5.10, 図 5.11 からわかるトレンドの影響が大きく入っているが、一応の目安として計算した値である。図 5.10, 図 5.11 から両者には周期約 70 分の変動が卓越していることがわかり、さらに S1 にはそれ以外に 20 分程度の周期も存在していることがわかる。このことは相関係数を計算することではっきりする。すなわち、図 5.12, 図 5.13 に S1, S2 の流速変動の自己相関係数を示す。

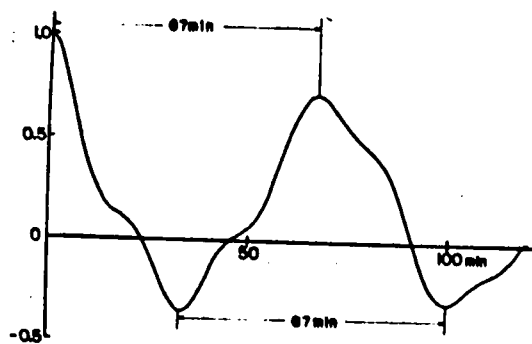


図 5.12. S1の自己相関係数

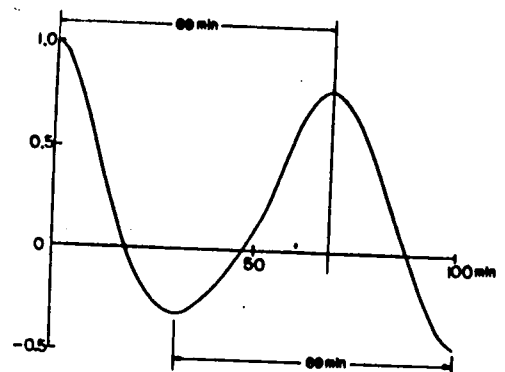


図 5.13. S2の自己相関係数

図 5.12, 図 5.13 の相関係数は普通の乱流変動の相関係数とは似ても似つかぬもので、著しく卓越した周期変動の存在を示している。したがって、これらの変動のスペクトルを計算した図 5.14 にも、 $-5/3$ 乗則の存在は全くみられない。これは著しい卓越変動のために乱流成分が完全にマスクされ

ているためと考えられる。なお、図 5.14 中の $-5/3$ 乗を示す曲線は、流速計の空間的な寸法 d にもとづく平均化の影響。

$$\frac{\sin^2 \pi n d / \bar{u}}{(\pi n d / \bar{u})^2}$$

を補正したものである。今の場合、 $d=60\text{m}$ である。

スペクトルのエネルギー集中をさらに明瞭に示すために図 5.14 のスペクトルのグラフを $\log n \sim nF(n)$ で書きかえたものを図 5.15 に示す。図中にはスペクトル

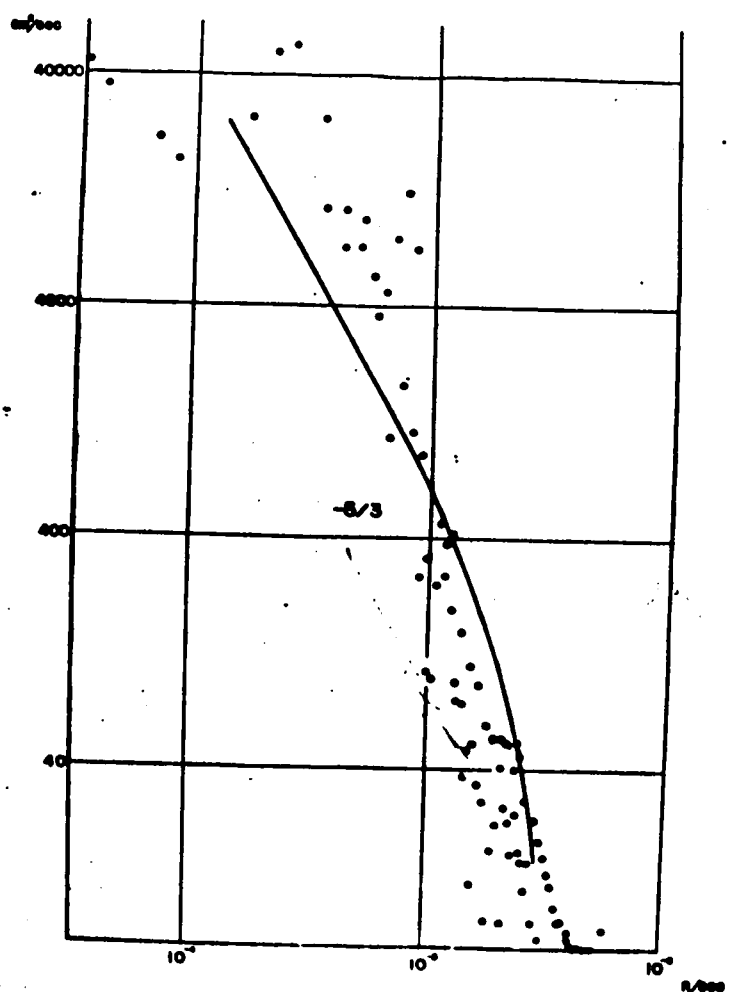


図 5.14. S1(○), S2(○) のスペクトル
 $B=100\text{m}$, $H=4\text{m}$, $\bar{u}=0.18\text{m/sec}$.

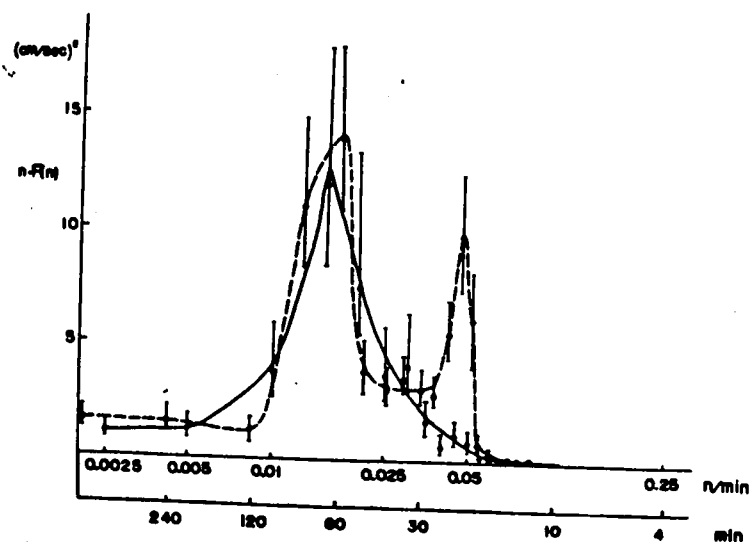


図 5.15. S1(---), S2(—) のスペクトル

の信頼限界 (95%) をあわせて示してある。

図 5.12, 図 5.13 の相関係数や図 5.15 のスペクトルにみられる特定の周波数への著しいエネルギー集中の原因は, いろいろ検討した結果, びわ湖のセイシュと考えるのが最も妥当なようである。すなわち, びわ湖のセイシュは時によっていろいろな周期のものが観測されるようであるが, 図 5.15 にみられる周期約 70 分の卓越変動は南湖の南北方向のセイシュ, 20 分のものは東西方向のセイシュの周期と完全に一致している。このセイシュの周期はスペクトルにおいて形式上は水平乱流場の領域にあるが, 乱子運動とは全く異なるので水平乱流場へのエネルギー流入は生ぜず, したがってそれに続く中周乱子領域が形成されていない。

Oort and Taylor¹⁰⁾ は接地球における 1 分平均の风速データ 10 年分をスペクトル解析した結果, オラ章 2 節で引用した Van der Hoven のスペクトルに存在するシ 170 ティックスケール及びミクロスケールにおけるピークの他に周期が 1 年と 1 日のところに鋭いスパイクが存在することを見出した。その結果を図 5.16 に引用する。Van der Hoven が高い塔における风速を用いたのに対して, Oort and Taylor は接地球における风速を用いたので, 日変化の影響が著しくあらわれている。この周期 1 日のス

パ 1 7 は, 図 5.15

のセ 1 シュと同様にそれに続く中間乱子領域ともなわず, 基本的な乱流場に対する擾乱と考えられるが, 両者の違いは基本

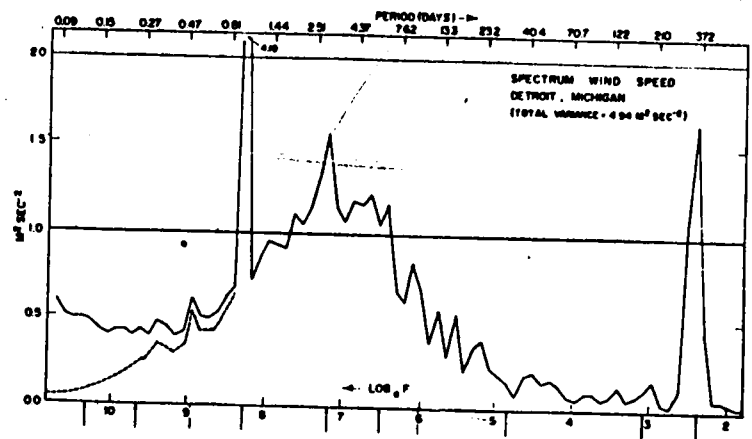


図 5.16. 接地層の風速変動スペクトル (Oort and Taylor)

的な乱流場のスペクトルの巾と擾乱のスペクトルの巾の違いである。すなわち大気乱流においては, 日変化のスペクトルの巾にくらべてシノプティックスケールのスペクトルの山が著しく大きいので, それによってマスクされることがない。

Tiffany¹¹⁾はミシシッピ河下流部において1分平均の流速変動の長時間観測をし, その結果にいろいろな周期の移動平均を行っている。それによると, 周期2, 3時間, 20分, 4分の卓越変動が明瞭に存在していて, スペクトルの計算はおこなわれていないが, スペクトルはこれらの周期で鋭いピークをもつものと思われる。

このように実河川における水平乱流場は, 流路の曲がり, セ 1 シュ, 潮汐その他のいろいろな影響を受けて, その基本構造が著しく変形させられ

る場合が多い。本来なら中間乱子領域の存在すべき領域においても、各種の外部擾乱のためにそれがマスクされるわけである。したがって、河川の水平乱流場の研究にはこのようなことを充分考慮して行なわないと大きな誤りをおかすおそれが多い。

オ 4 節 結 論

河川の大規模な水平乱流場における乱れの構造について論じたが、えられた成果を要約すると次のとおりである。

1. 水平乱流場は基本的には河中に規制された中間乱子領域が存在している。すなわち、河中の10倍程度の波長の最大乱子から水深の10倍程度の波長の乱子に至る乱子領域にはスペクトルの $-5/3$ 乗則が成立している。

2. 水平乱流場は鉛直方向には一様な性質を有し、その特性は水平方向にのみ変化しているもので、そこに存在する乱子は非常に薄いものである。

したがって、水平乱流場のエネルギースペクトルは鉛直乱流場のエネルギースペクトルと形式上は同じ $-5/3$ 乗則に従って分布しているが、前者は2次元乱流場、後者は3次元乱流場であるところが本質的に違う。またスペクトルの $-5/3$ 乗則にあらわれる普遍定数 A の値は鉛直乱流場における値と同じである。エネルギーカスケードのエネルギー伝達率 ε は鉛直乱流場のものより1桁程度小さい。

3. 水平乱流場は上述のようにスケールが大きいの
で、その測定には通常の乱流測定のように寸法が
小さくて慣性の小さい測器を用いる必要はなく、
むしろ寸法も慣性も相当大きいものを用いる方が
適切である。したがって、水平乱流場の観測に
おいては測器に関する心配はほとんどないが、そ
の反面非常に長時間にわたって安定な観測を行なわ
なければならぬという困難がある。

4. 水平乱流場の基本構造は上に述べたとおりであ
るが、実際の河川の水平乱流場は、潮汐、セイシ
ュ、河道のゆん曲、流量の変動などにより著しく
変形させられているので、水平乱流場における乱
流現象の取扱いには充分注意しなければならない。

水平乱流場は鉛直乱流場にくらべて直接水工学上の問題には結びつきが少ない。現在のところ水平乱流場を考慮したものとしては速水の洪水流の理論しか存在しないが、将来、水位や流量の正確な決定を行なおうとする際に、その時空的空間的平均化の問題と関連して重要になってくるであろう。

参考文献

- 1) Hayami, S., On the propagation of flood waves, Bull. D.P.R. I., Kyoto Univ., 1(1), (1951), 1.
- 2) 石原安雄, 余越正一郎, 藤本幸満, 自然河道の水平乱流について, 昭43年度土木学会関西支部年次学術講演会講演概要, II-22 (1968).
- 3) 建設省関東地方建設局, 北利根川における超音波流速計について, (1967).
- 4) 余越正一郎, 河川における乱流エネルギー逸散率について, 京大防災研年報, 11B, (1968), 191.
- 5) Ozmidov, R.V., On the dependence of the coefficient of horizontal turbulent diffusion in wind-currents upon the relative depth of a water basin, Izv. Geophys. Ser., No.8, (1959), 1242.
- 6) 余越正一郎, 河川大規模乱れ, 京大防災研年報 10B, (1967), 199.
- 7) Yokosi, S., The structure of river turbulence, Bull. DPRI, Kyoto Univ., 17(2), (1967), 1.
- 8) 巽友正, 乱流, 槇書店, (1962).
- 9) 余越正一郎, 河川の乱れ, 水理学水文学における最近の進歩, (1966), 13.
- 10) Oort, A.H. and Taylor, A., On the kinetic energy spectrum near the ground, Monthly Weather Rev., 97(9), (1969), 623.
- 11) Tiffany, J.B., Turbulence in the Mississippi river, Waterways Experiment Station, Rep. No. 10-2, (1950)

オ 6 章 河川流れへの 2, 3 の応用に関する 研究

オ 1 節 概説

これまで述べてきたように河川の流れがすべて著しい乱流状態にあり、しかもそのスペクトルは大は河中の何倍ものスケールから、小は 1mm 以下のスケールにまで非常に巾が広いので、運動としてみた河川の流れ及びそこに生じるすべての現象は乱流そのものであるということができよう。

したがって河川流れに関する水理学のいろいろの公式においても、必ずしも直接的な表現はされていないがすべて乱流の影響が含まれている。粗度係数、抵抗係数、運動量補正係数、損失係数、流量係数などはいずれも乱流の効果を集約したものといってもよいであろう。

河川乱流の研究は、結局のところ河川の流れを乱流として把握し、平均的な河床勾配や河道形状などを与えたときの流れの状態を決定することになるのであろうが、そのためには上に述べたような係数の合理的な決定を乱流的な思想から導かなければならない。これが本当の河川流れに対する乱流の応用あるいは適用というものである

う。しかし、現状ではこのような一般的な適用が行なえる程乱流に関する知識は蓄積されていない。したがって、本章ではオ5章までにえられた河川乱流の基本的な知識を直接適用できそうなもの、しかもかなり理想的な乱流場を考えたものとして2,3の応用例について考察する。

いいかえると、河川乱流を実際問題へ応用するためには、渦動粘性係数あるいは拡散係数などが水深や河床勾配などの平均的な水理量に結びつけられていると非常に便利である。しかし、これらの係数は河川流れではまだ量的に議論できるほど明らかになっていない。そこで前章までにえられた乱流のスペクトル分布、最大乱子の諸特性、エネルギー消散率やせん断応力の鉛直分布などの知識を適用して、河川における浮遊砂の鉛直分布の問題、河川における濃度拡散の問題、および、河川の平均流速測定と観測時間の問題について考察を行なう。

オ2節 土砂の浮遊と乱流構造

1. 従来の研究

定常状態における河川の浮遊砂の濃度鉛直分布を求めるためには、浮遊砂の鉛直拡散係数を知らねばならない。¹⁾ しかし、浮遊砂の拡散係数に関する研究は理論的にも実験的にもまだほとんどやられていないので、便宜上浮遊砂の拡散係数と水流の拡散係数はほとんどかわらないとして、河床からの高度に比例するとしたり、全水深にわたって一定としたりしている。一方、実河川における浮遊砂の濃度分布の測定は数少なく、また測定値のばらつきも大きく、理論値との比較ができるほどでない。

流体中に浮遊する粒子の拡散係数と流体の拡散係数との関係は、流体中の粒子の運動の統計的性質を記述する方程式があればなんらかの方法で知ることができるとであろう。そのような方程式の1例として Basset-Bousinesq-Oseen の運動方程式があるが、これをもとに粒子の拡散係数を求めると、拡散時間が大きくなるにつれて、流体の拡散係数と等しくなるという実際とは合わない結果がえられる。²⁾ また仮りに両者の関係が正しくわかったとしても、現在のところ河川の流れの鉛直方向の拡散係数の鉛直分布についてまだほとんどわかっていないので、浮遊砂の拡散係数を知ることにはむずかしい。

著者はこのような研究の基本に立ちかえり、土砂を浮遊させる乱れ速度の鉛直分布について、土粒子の粒径と関連させて考察を加える。

2. 土砂の浮遊機構³⁾

乱流状態にある河川流れにおいては、浮遊土砂は流体の乱れ運動の影響を受けて激しく運動している。浮遊土砂の粒径がある程度大きくなるとその沉降速度が上向き乱れ速度より大きくなり、その高度においては存在しえなくなるであろう。鉛直方向の乱れ速度は河床からの高度の増加とともに減少するから、浮遊土砂の最大粒径は高度とともに減少しているであろう。

ここでは運動流体中における粒子の運動方程式を解くことは考えず、ある粒径の粒子の沉降速度と、その粒径の粒子に作用する鉛直方向の乱れ速度の大きさの比較をして浮遊砂の水理について考察するものである。この場合浮遊砂の濃度はそんなに大きくないとして、土粒子の存在で乱流構造に変化が生じないものとする。すなわち、流れの中に、ある粒径の粒子が1つ存在するとき、その粒子がある高度に存在しえなかなかを判定するものである。

このような問題を考える際には河川乱流場のな

かでも鉛直乱流場の構造のみを考えればよい。
すなわち、最大乱子は水深により規制されている。
粒子の運動は、その粒径より大きく、最大乱子より小さいすべての階級の乱子運動の寄与によって生じているものと考えられる。

1. 鉛直方向の乱子速度の最大値

平均流で動く座標系から見た場合、速度変動のスペクトルは Kolmogorov の局所等方性乱流理論によると⁴⁾、エネルギー散率を ε 、粘性を ν とすると、

$$F(n) = \tau_\eta v_\eta^2 \varphi(\tau_\eta n) = \nu \varphi\left(\sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}} \cdot n\right) \quad (6.1)$$

で表わされる。ここで、 n は周波数、 $\tau_\eta = \sqrt{\nu/\varepsilon}$ 、 $v_\eta = (\nu\varepsilon)^{1/4}$ は直径 $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ なる最小乱子の寿命時間と乱子速度である。ここで、オ4章の結果より最小乱子より大きな乱子領域では粘性の効果は無視しえるとし、さらに、最小乱子より小さい乱子領域ではエネルギーは局所流逸散すると考えて⁵⁾、スペクトルを次で定義する。

$$F(n) = \begin{cases} 0 & : n < n_0 \\ B' \varepsilon n^{-2} & : n_0 \leq n \leq n_\eta \\ B'' \left(\frac{\varepsilon^3}{\nu}\right) n^{-3} & : n_\eta < n \end{cases} \quad (6.2)$$

ここで $n_0 = \varepsilon^{1/3} / L^{2/3}$ 、 $n_\eta = \sqrt{\varepsilon/\nu}$ はそれぞれ最大乱子

及び最小乱子の寿命振動数である。 L は最大乱子の鉛直方向の寸法である。 B', B'' は普遍定数で、(4.7)式から $B' = B/2\pi$, さらに4章5節で行った評価によると $B = 1.75$ である。 B' については何ら知識を持たない。

土粒子が実際に自分の沈降速度に上からって上昇する上限は、鉛直方向の乱子速度の最大値によるものと考えらる。これはとりもなおさず、4章で示した円形渦管の作用によるもので、円形渦管によるジェットが土砂を上向きに運動させるのである。鉛直方向の乱子速度は明らかに正規分布をしていないが、いま近似的に正規分布と仮定すると、T時間内の鉛直方向の乱子速度 $\sqrt{w^2}$ とその最大値 w_{max} との間には Davenport⁶⁾ によると1近似的に次の関係がある。

$$w_{max} = \sqrt{w^2} \sqrt{2 \log(\nu_w T)}, \quad (6.3)$$

$$\nu_w^2 = \int_0^\infty n^2 F(n) dn / \int_0^\infty F(n) dn. \quad (6.4)$$

土粒子の粒径を d とし、 d に相当する寿命振動数を n_d で表わすことにして、(6.2)式で定義したスペクトルを用いて(6.3)式の w_{max} を求める。

1) $n_d > n_\eta$ の場合

まず土粒子の粒径が最小乱子の寸法より小さい場合, すなわち $n_d > n_\eta$ の場合を計算する。 (6.4) 式の分子はいわゆる分散スペクトルに相当するものであり, 分母はエネルギー - スペクトルであるから, $n_0 \ll n_\eta$, $n_d = (\epsilon^3/\nu)^{1/3} d^{-1/2}$ として次式をえる。

$$\int_0^\infty n^2 F(n) dn = B'' \int_{n_\eta}^{n_d} n^2 \sqrt{\frac{\epsilon^3}{\nu}} n^{-3} dn = B' \sqrt{\frac{\epsilon^3}{\nu}} \log\left(\frac{n_d}{n_\eta}\right), \quad (6.5)$$

$$\int_0^\infty F(n) dn = B' \int_{n_0}^{n_\eta} \epsilon n^{-2} dn = B' \frac{\epsilon}{n_0}. \quad (6.6)$$

したがって, $\nu_w^2 = (B''/B') n_0 n_\eta \log(n_d/n_\eta)$ となり, T として円形渦管の寿命時間すなわち最大乱子の寿命時間をとると, $T = n_0^{-1}$ であるから, (6.3), (6.4), (6.5), (6.6) 式より

$$w_{max} = \sqrt{B' \frac{\epsilon}{n_0} \log \left[\left(\frac{B''}{B'} \right) \left(\frac{n_\eta}{n_0} \right) \log \left(\frac{n_d}{n_\eta} \right) \right]}, \quad (6.7)$$

がえられる。ここで, $\epsilon/n_0 = (\epsilon L)^{2/3}$, $n_\eta/n_0 = \sqrt{\epsilon^{1/3}/n_0 \cdot L^{2/3}}$, $n_d/n_\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/3} \cdot d^{-1/2}$ である。

ii) $n_d < n_\eta$ の場合

次に土粒子の粒径が最小乱子の寸法より大きい場合, すなわち $n_d < n_\eta$ の場合を考えると, (6.4) は

$$\int_0^\infty n^2 F(n) dn = B'' \int_{n_0}^{n_d} n^2 \cdot \epsilon n^{-2} dn = B'' \epsilon n_d, \quad (6.8)$$

$$\int_0^\infty F(n) dn = B' \int_{n_0}^{n_d} \epsilon n^{-2} dn = B' \epsilon / n_0, \quad (6.9)$$

であるから $\nu_w^2 = (B''/B') n_0 n_d$ となり, 結局

$$W_{\max} = \sqrt{B' \frac{\varepsilon}{n_0} \log \frac{B''}{B'} \frac{n_d}{n_0}} \quad (6.10)$$

がえられる。ここで $n_d/n_0 = (L/d)^{2/3}$, $n_d = \varepsilon^{1/3} d^{-2/3}$ である。

土粒子の粒径 d が最小乱子の寸法より大きい小さいかによって W_{\max} の表示は (6.7) 式, (6.10) 式のように異なる。したがって, 式の適用限界を与える最小乱子の寸法入を評価しておかねばならない。中流乱子領域における構造函数はすでにオチ章の (3.1) 式で示したとおりである。一方, 最小乱子領域における構造函数は Kolmogorov の理論によると, $D_{LL}(r) = (1/15)(\varepsilon/\nu) r^2$ である⁴⁾。両者の曲線の交点に相当する距離 r でもって形式的に入を定義すると, オチ章の結果より $C = 4A = 1.9$ とし,

$$\lambda = (15C)^{3/4} (\nu^3/\varepsilon)^{1/4} \approx 12\eta, \quad \eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}, \quad (6.11)$$

がえられる。オチ章における測定結果によると, $\lambda \approx 10^{-1} \text{ cm}$ 程度であり, λ の値は河床から水面までそんなに変化していない。

2. 乱子速度の最大値の分布と浮遊砂の粒径

オチ章の結果からわかるように, 最大乱子の寸法は河床からの高度 z に比例しているから, 比例

定数として普通に用いられるカルマン定数 $k=0.4$ を用いて, $L=kz$ と表わす。またエネルギー逸散率 ϵ は z に逆比例していることもすでに示したので, エネルギー逸散とエネルギー生成がほぼ等しいものと考えると $\epsilon = U_*^3 / kz$ と表わせる。さらに, レイノルズ応力の直線分布についてもすでに示されたので $U_*^2 = U_{*0}^2 (1 - (z/H))$ と置く。

これらの関係を用いて, $n_d < n_\eta$ の場合を (6.10) から計算すると,

$$W_{\max} = \sqrt{\frac{2}{3}} U_{*0}^2 \left(1 - \frac{z}{H}\right) \sqrt{\log \frac{kz}{d}} \quad (6.12)$$

がえられる。 $U_{*0}^2 = gHi$ は河床面のせん断応力である。なお, (6.12) 式を求める際, $B' = B'' = 1$ として計算してある。

次に実例として, $n_d > n_\eta$ の場合の計算例として, 水深 $H = 2\text{m}$, とし, $U_{*0} = 10\text{cm/sec}$ と 20cm/sec の場合に, $d = 0.004\text{cm}$ と $d = 0.001\text{cm}$ の W_{\max} を計算したものを図 6.1 に示す。

一方, 土粒子の

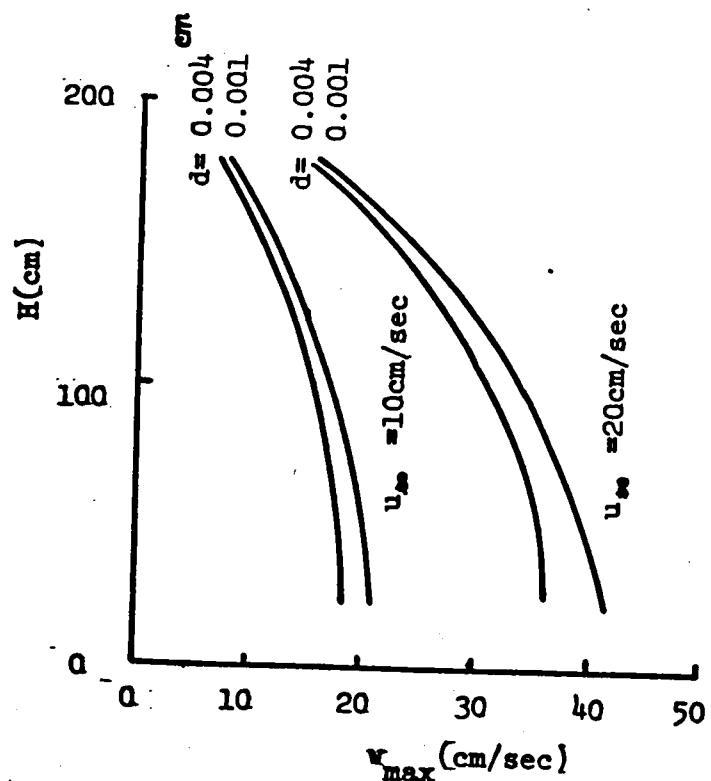


図 6.1. W_{\max} の鉛直分布, $H = 2\text{m}$.

沈降速度 w_g はその粒径 d により表示が異なることはよく知られている。上で評価した入の値からみて, Stokes の法則 $w_g \sim d^2$ の成立範囲では式 (6.7) を用い, Newton の法則 $w_g \sim d^{1/2}$ の成立範囲では式 (6.10) を用いるべきである。このようにして, $w_{\max} = w_g$ の場合, 土粒子が上昇と下降の限界にあると考えることができる。

3. 浮遊砂濃度と採取時間

実河川における実測の浮遊砂濃度の鉛直分布をみると著しくばらついている。その原因は採取装置の機構自体や取扱い方にもあるかも知れないが, 著者の考えでは採取時間が短かすぎることにもあると思われる。

市販の浮遊砂濃度測定用の採水装置の採水容量は約 1000 cc で, 採水口の断面積は 1cm^2 程度である。したがって, 平均流速 1m/sec 程度の流れで採水すると, 約 10 秒で一杯になってしまう。これは水深 H の 10 倍程度の間隔で流下する円形渦管の通過時間 $10H/\bar{u}$ にくらべて充分長い時間ではないので, 期待した平均濃度が正しく測定されているとはいえない。

かりに, 浮遊砂の粒径 d が最小乱子の寸法より大きい場合について考えてみると, 鉛直最大乱

子の乱子速度 $\sqrt{w^2}$ と円形渦管のジェット鉛直成分 w_{max} との比はすでに示したように,

$$w_{max} / \sqrt{w^2} = \sqrt{(2/3) \log(kz/d)}$$

であるから, 例えば $d=1\text{mm}$, $z=50\text{cm}$ としてみると, $w_{max} / \sqrt{w^2} \approx 2$ となり, 採水時間の長短が濃度の値に大きな影響を与えるであろうことが充分考えられる。

ここで採水時間と濃度測定 of 誤差の関係について目安を与えよう。それには, 鉛直最大乱子の乱子速度 $\sqrt{w^2}$ と, 観測時間 T_* の観測でえられる乱子速度 $(\sqrt{w^2})_{T_*}$ の違いを評価すればよい。Ogura⁷⁾ によると両者の関係は次で与えられる。

$$(\sqrt{w^2})_{T_*} = \sqrt{w^2} \left[1 - \frac{2}{T_*^2} \int_0^{T_*} (T_* - t) R(t) dt \right]^{1/2} \quad (6.13)$$

ここに $R(t)$ は通過時間 t に関する鉛直方向の乱子速度のオーソゴナルな自己相関係数で, 最大乱子の通過時間を t_0 とすれば, 第4章5節で述べたように

$$R(t) = \begin{cases} 1 - \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3} & : t \leq t_0 \\ 0 & : t_0 < t \end{cases} \quad (6.14)$$

で与えられる。したがって $T_* \gg t_0$ の場合を考えると,

$$(\sqrt{w^2})_{T_*} = \sqrt{w^2} \left(1 - \frac{4}{5} \frac{t_0}{T_*} \right)^{1/2} \quad (6.15)$$

がえられる。ここで T_* 時間の観測からえられる乱子速度の相対誤差を $\epsilon = |(\sqrt{w^2})_* - \sqrt{w^2}| / \sqrt{w^2}$ で表われし、さらに ϵ が $\epsilon^2 = 0$ とみなせるように小さいとすると

$$T_* = \frac{2}{5} \frac{t_0}{\epsilon} \quad (6.16)$$

となる。したがって、最大乱子の通過時間 t_0 はすでに示したように最大乱子の寸法が水深 H の約10倍であることから

$$T_* = \frac{4H}{\bar{u}} \frac{1}{\epsilon} \quad (6.17)$$

がえられる。

その結果、例えば $H = 2\text{m}$, $\bar{u} = 1.0\text{ m/sec}$ のとき、 $\epsilon = 5\%$ の精度で測定しようとするとき、

$$T_* = \frac{4 \times 2}{1.0} \frac{1}{1/20} = 160\text{ sec}$$

また $\epsilon = 10\%$ とすると

$$T_* = \frac{4 \times 2}{1.0} \times \frac{1}{1/10} = 80\text{ sec}$$

となり、現用の約10 secにくらべて非常に長時間の観測を必要とすることがわかる。

第3節 河川における濃度拡散

河川における汚水などの拡散は，河川の流れの乱流構造に大きく支配される。本節では水深方向に平均した，流れ方向及び横断方向の濃度拡散について考察する。

1. 理論的背景

鉛直乱流場においては，流速や拡散係数などの流体量の平均値は鉛直方向にのみ分布しているの
で， K_x, K_y, K_z をそれぞれ流れ方向 (x)，横断方向 (y)，鉛直方向 (z) の乱流拡散係数あるいは渦動粘性係数とすると，拡散物質の時間平均濃度 \bar{c} は次で表わされる。

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u}(z) \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = K_x(z) \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x^2} + K_y(z) \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} K_z(z) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \quad (6.18)$$

鉛直方向に平均した濃度を考える場合には，流れ方向の拡散は通常に乱流拡散係数 K_x による拡散すなわち diffusion より，(6.18) 式の左辺第2項による対流運動による拡散すなわち dispersion の方が重要になってくることはよく知られている。⁸⁾

そこで， $\bar{K}_x = \frac{1}{H} \int_0^H K_x(z) dz$ ， $\bar{K}_y = \frac{1}{H} \int_0^H K_y(z) dz$ ， (6.19)

とすると、水深方向に平均した濃度の拡散係数は、

$$\tilde{K}_x = K + \tilde{K}_x, \quad (6.20)$$

$$\tilde{K}_y = \tilde{K}_y, \quad (6.21)$$

となる。ここに、

$$K = \frac{1}{H} \int_0^H \frac{dz}{K_x(z)} \left[\int_0^H \left[\bar{u}(z') - \frac{1}{H} \int_0^H \bar{u}(z'') dz'' \right] dz' \right]^2 \quad (6.22)$$

である。

Elder⁹⁾は、開水路流れの $\bar{u}(z)$ 分布は対数分布とすると仮定し、 $K_x(z) = u_*^2 / (d\bar{u}/dz)$ として (6.22) 式から

$$K = 5.86 u_* H \quad (6.23)$$

をえた。(6.20)式から \tilde{K}_x を求めるためには、さらに水深方向に平均した、流れ方向の乱流拡散係数を、すなわち \tilde{K}_x を求めなければならないが、Elder の実験は連続固定源型の拡散であったためにこれを求めることができず

$$\tilde{K}_x = \tilde{K}_y \quad (6.24)$$

と考えると、実験から

$$\tilde{K}_y = 0.23 u_* H \quad (6.25)$$

をえて、

$$\tilde{K}_x = K + \tilde{K}_y = 6.1 u_* H \quad (6.26)$$

とした。しかし Elder の実験では

$$\tilde{K}_x = 6.3 u_* H \quad (6.27)$$

となって, (6.26) の推定値より幾分大きい。

2. K_x の値

上にみたように, \tilde{K}_x はほとんど $\bar{u}(z)$ の分布にもとづく K の値によって決まるわけであるが, ここでオ4章に示した観測結果から $K_x(z)$ の分布を調べてみる。

K_x はラグランジュ的な量であり, ラグランジュ的な乱れ速度 \bar{u}^2 とラグランジュ的な integral time scale T_L で $K_x = \bar{u}^2 T_L$ と表わされるわけであるが, オ4章5節でえられたオイラー-ラグランジュ変換の表示を用いて $K_x(z)$ をオイラー的な量で表わすことができる。すなわち, 乱れの速度はオイラー的にもラグランジュ的にも等しいと考えると, (4.13) より

$$K_x = \bar{u}_L^2 T_L = \alpha \sqrt{\bar{u}^2} \bar{u} T_E \quad (6.28)$$

となる。ここで α はオ4章5節ですでに求めたように 0.41 である。

オ4章4節に示したびわ湖疏水における観測S1の結果である図4.7, 図4.8, 図4.10の分布から(6.28)式を計算して求めた K_x を $u_* H$ で無次元表示したもの

を図 6.2 に示す。 図 6.2
において, $z=0$ で $K_x=0$
になるべきことから考
えあわせると,

$$\tilde{K}_x \approx 0.5 u_* H \quad (6.29)$$

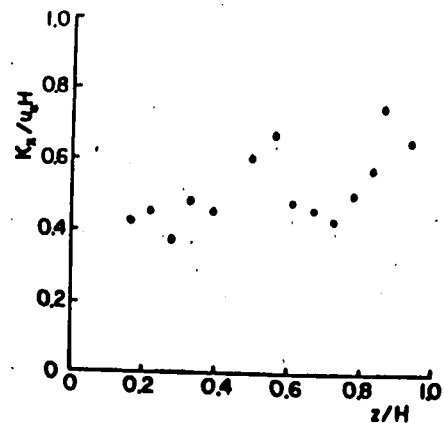


図 6.2. K_x の鉛直分布 (S1)

程度の値をとることが
わかる。したがって,
もし (6.23) の $K = 5.86 u_* H$ とともにこの値を用い
れば $\tilde{K}_x \approx 6.4 u_* H$ となり, Elder の実験結果 (6.27)
により近くなることがわかる。これからみると,
流速分布にもとづく分散に対する拡散係数 K は,
乱れのみによる拡散係数 \tilde{K}_x の約 10 倍であることが
わかる。

さらに, 水面に近い点での値ではあるが, 宇治
川における観測 U2-1 の結果から上と同様にして K_x
の値を求めてみる。観測 U2-1 はオ 4 章ですでに
示したように, $H = 270 \text{ cm}$, $z/H = 0.89$ で測定した 12
個の平均を用いると, $\bar{u} = 130 \text{ cm/sec}$, $\sqrt{u'^2} = 7.1 \text{ cm/sec}$,
 $T_e = 3.3 \text{ sec}$, 河床勾配 $i = 0.00026$ であったから (6.28)
と同様に計算すると,

$$K_x = 0.53 u_* H \quad (6.30)$$

がえられる。 図 6.2 の分布 および 12 個の測定の平

均としてえられた(6.30)式の結果からみて, (6.29)式の値はかなり正確なものと考えられる。

なお, Engelund¹⁰⁾は実験水路における表面浮子の拡散実験から水面における K_x を求めて,

$$K_x = 0.045 \bar{u}_{\text{surf}} H$$

としている。 \bar{u}_{surf} は水面における時間平均流速である。ここで Engelund のデータから計算しなおして, K_x を $u_* H$ であらわすと, 水面における K_x は

$$K_x = 0.48 u_* H$$

となる。

以上にした値はいずれも側壁の影響がほとんどない領域でのことであって, 側壁にもとづくシアーが存在する領域では非常に複雑な K_x の分布が予想される。ここでは参考の

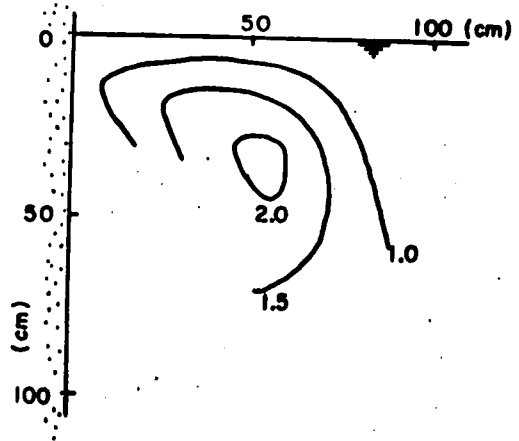


図6.3. 隅角部の K_x 分布 (S2)
($\times 10^8 \text{ cm}^2/\text{sec}$)

ために側壁と自由水面とからなる隅角部の特性として, 才4章の §2 観測の結果である図4.19を用いて図6.2の場合と同様にして求めた K_x の値を図6.3に示す。この場合は適当な無次元化の方法が

れからないので，そのままの値を示した。しかし，図中の値に 10^3 を乗じたものが求めた値である。

3. K_y の値

横断方向の乱流拡散係数 K_y の値についても， K_x の場合と同様にオイラー的な測定結果から計算することができる。すでに示したように K_x の値は，鉛直方向に平均した濃度の拡散を考える場合にはさほど重要でないが，横断方向の拡散は (6.21) 式で示したように横断方向の乱流拡散係数 K_y によって直接支配される。

2. と同じ宇治川観測 U2-1 によると，横断方向の integral scale は図 4.16 から $L_y = 95 \text{ cm}$ である。この場合 $\sqrt{v^2}$ の測定は行なわれていないが，同じ宇治川の観測でえられた図 4.14 において観測 U2-1 の測点に相当する高度では $\sqrt{u^2}/\sqrt{w^2} \approx 1.7$ であること，及び一般に $\sqrt{u^2} > \sqrt{v^2} \geq \sqrt{w^2}$ であることを考えあわせると， $\sqrt{u^2} = 7.1 \text{ cm/sec}$ であってから， $7.1 \text{ cm/sec} > \sqrt{v^2} \geq 4.1 \text{ cm/sec}$ がえられる。したがって， $K_y = 0.4 \sqrt{v^2} L_y$ は $u_* H$ で無次元表示すると，

$$0.12 > K_y / u_* H \geq 0.07 \quad (6.31)$$

がえられる。この値は $z/H = 0.89$ における 1 回の測定からえられた結果にすぎないので，信頼性は

あまり高くないかも知れない。

鉛直方向に平均した K_y の値である \tilde{K}_y については連続固定源型拡散実験からかなり研究されており、実験水路における Elder の実験⁹⁾ やかんがい水路における Fischer の測定¹⁰⁾ から

$$\tilde{K}_y = 0.23 U_* H \quad (6.32)$$

がかなり広く認められている。

(6.32)式にくらべると(6.31)の値は半以下の値であるが、(6.31)の値がただ1回の測定によるものであることからやむをえないであろう。しかし、乱れの構造から \tilde{K}_y を推定することが可能であることが明らかになった。

以上からわかるように、鉛直方向に平均した乱流拡散係数は流れ方向のもの \tilde{K}_x が横断方向のもの \tilde{K}_y の2倍強であるのに対して、鉛直方向に平均した濃度拡散係数は流れ方向のもの \tilde{K}_x が横断方向のもの $\tilde{K}_y = \tilde{K}_y$ の30倍程度にも達している。河川に流入した汚水が横断方向にほとんど広がらず、いつまでも分離して流下しているのをよく見るが、その原因が、 \tilde{K}_x にくらべて \tilde{K}_y が著しく小さいことにあるのであろう。

4. 水平乱流場との関連

今までに考察したものは，いずれも鉛直乱流場における拡散で，しかも鉛直乱流場の最大乱子の寿命時間より長い拡散時間の後の拡散で，拡散係数が拡散時間に無関係になった場合と考えることができる。

しかし，濃度の拡散がさらに進み，そのスケールが水平乱流場のスケールになってくると水平乱流場の影響も受けてくる。Ozmidov¹²⁾によると現象の規模 l が水深の10倍程度より大きくなると，水平拡散は Richardson の公式

$$K_H = a \varepsilon_H^{1/3} l^{2/3} \quad (6.33)$$

が成立する。ここに K_H は水平乱流場の水平拡散係数， ε_H は水平乱流場のエネルギーカスケード密度である。 a は普遍定数で，0.1程度の値をとるといわれている。

ここで本節2.にも用いた宇治川における観測結果から (6.33) 式を評価してみる。宇治川の水平乱流場におけるエネルギーカスケード密度はオ5章オ2節にも示したが図3.4から計算して $\varepsilon_H = 0.03 \text{ cm}^2/\text{sec}$ であったから

$$K_H = 0.03 l^{2/3} \quad (6.34)$$

となる。一方， $\tilde{K}_x = 6.3 u_* H = 6.3 \times 8.3 \times 270 = 1.4 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$

であるから、この拡散係数に相当する水平スケールを(6.34)式から求めると

$$1.4 \times 10^4 = 0.03 l^{4/3}$$

より、 $l \approx 1.8 \times 10^4 \text{ cm}$ 、すなわち 180 m となる。この場合河中は 100 m であるから、 $l = 180 \text{ m}$ のスケールではすでに水平乱流場の乱子は歪んでいる。

一方、(6.32)式より $\tilde{K}_y = 0.23 u_* H = 0.23 \times 8.3 \times 270 = 515 \text{ cm}^2/\text{sec}$ であるから、これに相当する水平スケールは $l = 1.5 \times 10^3 \text{ cm}$ すなわち 15 m である。したがって、今の場合横断方向のスケールが 15 m 程度より大きくなると、水平乱流場としての拡散の方が卓越してくることになる。前述の(6.32)式にはこうした水平乱流場の影響も含まれていると考えられるので、(6.31)式の係数が(6.32)式の係数より小さいことも一応説明することができるようになる。

このようなことを考えあわせると、河川における汚水などの拡散は、通常流れ方向には鉛直乱流場のシアーによる dispersion により、横断方向には水平乱流場の乱子による diffusion により支配されているものと考えられる。したがって、河川における濃度拡散の推定を行う場合には、これらのことを充分注意しておかねばならない。

オ 4 節 平均流速の測定と観測時間¹³⁾

1. 従来の測定法

一般に河川の流量は平均流速とその地点の流水断面積の積として求めるものであるが、平均流速の測定にはいろいろな問題がある。特に測定時間をいくらにしたらよいかということに関してはまだ適切な指針が与えられていないように思える。

断面平均流速の測定法としては超音波流速計の実用化が始まっている。また、ノイズが著しくて実用化にはなっていないがファラデーの電磁誘導の法則にもとづき地球磁場を利用する測定法も試みられた¹⁴⁾。しかし、現在一般に行なわれているのは、低水は機械的な流速計（カレントメータ）、高水は浮子によっている。これらの方法はいずれも流水断面積をいくつかに分けて、各区分断面の中央に流速測線をおき、この線上に流速計あるいは浮子を設置または投下して平均流速を求め、これより各区分断面内の区分流量を求め、その総和から全断面の流量を算出するものである。

河川の流量を精度よく求めるためには、断面区分を多くし、その平均流速を精度よく求める必要がある。一区分断面での観測精度をあげるためにはかなり長時間の測定が要求されるが、あま

りに長時間をついやすと、全断面の測定を終了するまでには、求めんとする流量に変化が生じる場合も考えられる。したがって、要求される観測精度に対する必要最小限の観測時間を知り、それにもとづき流量観測計画をたてなければならぬ。

しかし、従来浮子の形状とか流速計の特性とか、断面区分法に関する研究はあったが¹⁵⁾、必要な観測時間に関する研究は全くなく、したがって実際に現在行なわれている流速測定 of 精度がいくらであるのかということがはっきりしないままに流量観測が行なわれている。

2. 測定時間と平均流速.

すでにみてきたように、河川の流れは著しい乱流状態にあり、速度変動の巾広のスペクトルが存在している。特定の測器を用いてこのような乱流場の平均流速を測定する場合、測器の寸法や慣性によるスペクトルの高周波端切断は問題にならないが、観測継続時間は測定結果に著しい影響を与える。本項では、浮子によりラグランジ的に測定する場合と、1点に流速計を固定してオイラー的に測定する場合の観測時間と平均流速の測定誤差の関係について述べる。

i) 測定時間と測定誤差との関係

流れの場は定常，一様とし，主流方向成分のみを考える。1つの浮子が原点を出発し， T_{xx} 時間後に到達する距離を $X(T_{xx})$ ，真の平均流速を \bar{u} ，さらに $\bar{X} = \bar{u} T_{xx}$ とすると，

$$\overline{|X(T_{xx}) - \bar{X}|^2} = 2 \bar{u}^2 \int_0^{T_{xx}} (T_{xx} - \tau) R(\tau) d\tau \quad (6.35)$$

である。⁴⁾ ここに u_L はラグランジュ的な乱れ速度， $R(\tau)$ はラグランジュ相関係数である。一方，1点に流速計を固定して測定する場合， T_* 時間の測定からえられる平均流速を \tilde{u}_{T_*} とすると，

$$\overline{|\tilde{u}_{T_*} - \bar{u}|^2} = \frac{2 \bar{u}_E^2}{T_*^2} \int_0^{T_*} (T_* - t) R(t) dt \quad (6.36)$$

である。 u_E はオイラー的な乱れの速度， $R(t)$ はオイラー相関係数である。

さて，河川乱流場には，すでにみてきたようにスペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する中肉乱子領域が幅広く存在しているので，(4.6)式および(3.5)式の構造函数を(4.9)式の関係から相関係数に変換し，さらに(4.12)式で定義された最大乱子の寿命時間 τ_0 と通過時間 t_0 を表わめすと，

$$R(\tau) = \begin{cases} 1 - \frac{\tau}{\tau_0} & : \tau \leq \tau_0 \\ 0 & : \tau_0 < \tau \end{cases} \quad (6.37)$$

$$R(t) = \begin{cases} 1 - \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3} & : t \leq t_0 \\ 0 & : t_0 < t \end{cases} \quad (6.38)$$

がえられる。(6.37), (6.38)式においては, 最小乱子領域を無視して, 中間乱子領域がそのまま最小乱子領域にまで伸びていると仮定してあるが, 式(6.35), (6.36)の積分を行なう場合にその影響は無視しえる。

$T_{**} \gg t_0$, $T_* \gg t_0$ の場合 (6.37), (6.38)式を用いて, (6.35), (6.36)式を計算すると,

$$\overline{|X(T_{**}) - \bar{X}|^2} = 2 \bar{u}_L^2 T_L T_{**}, \quad (6.39)$$

$$\overline{|\tilde{u}_{T_*} - \bar{u}|^2} = \frac{2 \bar{u}_E^2 T_E}{T_*}, \quad (6.40)$$

がえられる。ここに T_L , T_E はそれぞれラグランジュおよびオイラー的な integral time scale である。

$$T_L = \int_0^\infty R(\tau) d\tau, \quad T_E = \int_0^\infty R(t) dt.$$

ここで,

$$\overline{|X(T_{**}) - \bar{X}|^2} / \bar{X}^2 = \epsilon_{**}^2, \quad \overline{|\tilde{u}_{T_*} - \bar{u}|^2} / \bar{u}^2 = \epsilon_*^2$$

とすると, ϵ_{**} および ϵ_* は T_{**} 時間の浮子流下, および T_* 時間の流速計測定から求められる平均流速の相対誤差を与えるものである。したがって,

観測時間 T_{**} , T_* と誤差 ϵ_{**} , ϵ_* の関係は (6.39), (6.40) 式から

$$T_{**} = \frac{2 \overline{u_L^2}}{\overline{u}^2} T_L \frac{1}{\epsilon_{**}^2}, \quad (6.41)$$

$$T_* = \frac{2 \overline{u_E^2}}{\overline{u}^2} T_E \frac{1}{\epsilon_*^2} \quad (6.42)$$

となる。したがって、乱れの強さとスケールがわかれば観測時間と誤差の関係がわかることになる。

ii) T_{**} と T_* との関係

つぎに同一誤差すなわち $\epsilon_{**} = \epsilon_*$ で測定する場合、ラグランジュ的に浮子で測定するときとオイラー的にカレントメータで測定するときの観測時間の関係を調らべる。定常、一様な乱流ではオイラー的な乱れ速度もラグランジュ的な乱れ速度も同じと考えられるのでオ4章5節で行ったと同様に $u_L = u_E = \sqrt{u'^2}$ と考える。また水面に近い点での乱れの強さは図4.7から $\sqrt{u'^2}/\bar{u} \approx 1/20$ である。したがって、(6.41)および(6.42)で $\epsilon_{**} = \epsilon_*$ として(4.13)式の関係を用いれば

$$\frac{T_{**}}{T_*} = \frac{\alpha}{\sqrt{u'^2}/\bar{u}} \approx 8 \quad (6.43)$$

がえられる。すなわち、同一精度で平均流速を

求める場合、浮子で測定する場合にはカレントメータで測定する場合の約8倍の時間に相当する流下距離で測定をしなければならぬことがわかる。

iii) 平均的水理量による T_{xx} および T_x の表示

河床が充分な場合 (6.41) 式の T_{xx} を推定してみる。(6.41) 式中の $\bar{u}^2 T_L$ は拡散係数 K_x であるから、前節の結果によると $\bar{u}^2 T_L = 0.5 u_* H$ である。 u_* は河床における摩擦速度で、勾配を i 、重力の加速度を g とすれば $u_*^2 = g H i$ である。さらに平均流速 \bar{u} を断面平均流速に等しいと仮定すると、 C を Chézy の係数として $\bar{u} = C \sqrt{H i}$ であるから (6.41) 式は

$$T_{xx} = \frac{\sqrt{g}}{C^2} \sqrt{\frac{H}{i}} \frac{1}{\epsilon_{xx}^2} = \frac{3.1}{C^2} \sqrt{\frac{H}{i}} \frac{1}{\epsilon_{xx}^2} \quad (6.44)$$

(単位: m, sec)

となる。また観測時間 T_{xx} の間に浮子の流下する距離を $L_{xx} = \bar{u} T_{xx}$ とすれば、

$$\frac{L_{xx}}{H} = \frac{3.1}{C} \frac{1}{\epsilon_{xx}^2}, \quad (\text{単位: m}) \quad (6.45)$$

がえられる。式 (6.45) は浮子観測を行なう測線間距離 L_{xx} と、その測定でえられた平均流速の誤差 ϵ_{xx} を与える式である。

実際の流速測定では、種々の都合から同一区間

での測定を数回くり返して、その平均から平均流速を求めることが多い。この場合には、くり返しの間隔をランダムに行なうと、

$$\overline{\left| \frac{1}{n} \sum X(T_{*k}) - \bar{X} \right|^2} = \frac{1}{n} \overline{|X(T_{*k}) - \bar{X}|^2}, \quad (6.46)$$

であるから、くり返しの総計の時間または流下距離が、 $T_{*k} \gg \tau_0$ の条件のもとで (6.44) あるいは (6.45) 式を満足するようにすればよい。

なお T_* 、すなわち流速計によるオイラー的測定の場合には (6.43) を (6.44) 式に用いて次式がえられる。

$$T_* = \frac{0.39}{C^2} \sqrt{\frac{H}{i}} \frac{1}{\epsilon_*^2} \quad (\text{単位: m, sec}) \quad (6.47)$$

あるいは平均量で無次元して

$$\frac{T_*}{H/\bar{u}} = \frac{0.39}{C} \frac{1}{\epsilon_*^2} \quad (\text{単位: m, sec}) \quad (6.48)$$

がえられる。

オ 5 節 結 論

本章では前章までにえられた成果の河川流れへ

の応用を行ったが、えられた成果を要約すると次のとおりである。

1. 河川における土砂の浮遊は円形渦管による上向きジェットによって生じるというモデルのもとに、鉛直方向の乱子速度の最大値を求めた。この最大値によってある高度において存在しえる土粒子の最大粒径が推定可能となった。粒子が浮遊しているとき、粒子の沉降速度に対応する乱子速度の最大値は、土粒子の粒径が最小乱子の寸法にくらべて大きい小さいかによって(6.7)式あるいは(6.10)式のように表わし方が異なることがわかった。2つの表わし方は、粒径がKolmogorovの最小乱子の12倍の寸法より大きい小さいかによって区別することを提案した。ここを示したような考え方は、直接に土砂の濃度を与えるものではないが、濃度分布を考える場合の一つの基本的な考え方となると思う。

実測の土砂濃度分布が著しくばらつく原因は、浮遊砂の採取時間が短かすぎるためであろうと考えて、採取時間と濃度の平均値の誤差との関係の目安を与える式を示した。それによると、濃度の誤差は採取時間に逆比例することがわかった。また市販の採取装置による採取時間は、普通の河川

で浮遊砂の平均濃度を求めるためには異常に短か
ずむことがわかった。

2. 流れ方向の乱流拡散係数をオイラー-的な測定結
果から評価した結果、摩擦速度と水深で無次元化
した拡散係数は約0.5であることを示した。ま
た横断方向の乱流拡散係数の評価も行ない、従来
から知られているその値には水平乱流場の影響も
多分に含まれていて、単純に鉛直乱流場の横拡散
係数とはみなしえないことがわかった。さらに、
一般の河川における鉛直方向に平均した濃度の拡
散は、流れ方向には鉛直乱流場のシア-によるこ
ころの dispersion により、横断方向には水平乱流場
の diffusion により支配されていることを明らかに
した。

3. 浮子あるいはカレントメータにより平均流速を
測定する場合の測定時間と誤差の関係について考
察をし、測定時間は誤差の2乗に逆比例すること
がわかった。また浮子観測はカレントメータに
よる観測にくらべて約8倍の時間の観測をしなけ
れば同一精度で平均流速がえられることもわか
った。実際の観測にあたっては河川の形状など
から長距離の浮子流下を行うことが困難な場合が

多いが、そのときはくり返し観測をしてその総計の時間がここで与えた時間になるようにすればよいことが示された。

参考文献

- 1) 芦田和男, 道上正規, 浮遊砂に関する研究, 東大防災研年報 13B, (1970), 233.
- 2) Hinze, J.O., Turbulence, (McGraw-Hill) (1959).
- 3) 余越正一郎, 河川における土砂の浮遊限界について, 昭和44年度土木学会関西支部講演概要 II-17, (1969).
- 4) Monin, A.S. and Yaglom, A.M., Statistical Hydromechanics, (Nauka), (1967)
- 5) Inoue, E., Some remarks on the dynamical and thermal structures of a heated turbulent fluid, J. Phys. Soc. Japan, 6, (1951), 392.
- 6) Davenport, A.G., The application of statistical concepts to the wind loading of structures, Proc. Inst. Civil Eng., 19, (1961), 449.
- 7) Ogura, Y., Relations between the length of time under analysis and the statistical quantities of the atmospheric turbulence, J. Met. Soc. Japan, 30, (1952), 103.
- 8) Taylor, G.I., The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe, Proc. Roy. Soc. London, A, 223, (1954), 446.
- 9) Elder, J.W., The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow, J. Fluid Mech., 5, (1959), 544.
- 10) Englund, F., Dispersion of floating particles in uniform channel flow, Proc. A.S.C.E., HY4, (1969), 1149.

- 11) Fischer, H.B., The mechanics of dispersion in natural streams, Proc. ASCE, HY6, (1967), 187.
- 12) Ozmidov, On the dependence of the coefficient of horizontal turbulent diffusion in wind-currents upon the relative depth of a water basin, Izv. Geophys. Ser., No.8, (1959), 1242.
- 13) 余越正一郎, 河川の平均流速測定と観測時間の関係について, 才24回土木学会年次学術講演会講演概要, II-60, (1969)
- 14) 竹内俊雄, 地球磁場を利用した河川の流速測定, 土研報告, 123号, (1965), 111.
- 15) 土木学会, 水理公式集, (1963).

結 言

本研究は Kolmogorov に始まる近代乱流理論の思想を根底において、河川の流水の乱流を統一的に把握して、河川乱流の構造の解明と河川工学への応用研究を行ったものである。従来、凡洞乱流境界層からの類推にすぎなかった河川の乱流に関する研究を、“河川乱流”という立場から根本的に考えなおして、その構造の大体を明らかにした。

大きな成果としては、河川乱流の二重構造の存在を明らかにしたことと、鉛直乱流場への円形渦管の導入である。しかし、本研究の段階ではまだ河川乱流の全貌が霧の中にぼんやりしてきた程度にすぎないので、将来さらに詳細な定量的研究を行って河川乱流の姿をくっきり浮びあがらせることが必要である。また、新しい思想や仮説の導入も必要になってくるであろう。

次に本研究でえられた成果を要約する。

第1章では、実験用南水路と奥河川における従来の研究を述べた後、河川の流れを乱流として見た場合の特性を抽出して考察し、大気や海洋の乱流あるいは実験用水路の乱流とも異なる“河川乱流”という一つの研究のジャンルが存在すべきこ

とを示した。

オ2章では、河川乱流の実態把握のオ1步である測器について考察し、河川乱流の測定には超音波流速計が最も適していると結論し、sing-around方式および時間差方式の2つの超音波流速計を開発した。河川乱流用測器としての超音波流速計の実用性が確認され、これによってレイノルズ応力の測定、あるいは乱れの3成分の同時測定さえ可能になった。

オ3章では、水深と河中という河道断面を定義する2つの量の存在から、河川乱流場の二重構造を予測し、その存在を確認した。そうして、河中に規制された大規模な2次元乱れの場合を水平乱流場と名づけ、水深に規制された3次元乱流境界層の乱れの場合を鉛直乱流場と名づけ、両乱流場がKolmogorovの思想によって統一的に取扱えることを示した。すなわち、Kolmogorovの理論の中核をなすスペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する中流乱子領域が河川乱流場の鉛直乱流場においても水平乱流場においても存在していることを確認した。

そうして両乱流場を分離するものは水深の10倍の寸法の鉛直乱流場の最大乱子であることがわかった。

オ4章では、鉛直乱流場の構造を支配する最大

乱子の物理モデルとして Ω 形渦管を提案し, これにより鉛直乱流場の各種の特性が定性的ではあるが非常にはっきりと, しかも矛盾なく説明できた。鉛直乱流場の力学的特性は Ω 形渦管の強さと傾斜角で説明が出来, 幾何学的特性は Ω 形渦管の配列間隔によって説明できる。 Ω 形渦管によって生成されるレイノルズ応力は水面から河床へ向ってほぼ直線分布を示した。 Ω 形渦管の配列間隔で定義できる最大乱子の長さは水深の 10 倍, η は水深の 2 倍であることがわかった。

次に, 中間乱子領域における 1 次元スペクトルのスペクトル定数を 0.48 と決定し, さらに integral scale に関するオイラー-ラグランジュ問題を考察してラグランジュスペクトルのスペクトル定数を評価して 1.75 をえた。

最後に, レイノルズ応力のスペクトルは $-7/3$ 乗の分布をすること, およびエネルギー散率の鉛直分布が河床からの高度に逆比例して減少することを見つけた。

オ 5 章では, 水平乱流場のスペクトルから, 水平乱流場にもスペクトルの $-5/3$ 乗則の成立する中間乱子領域の存在すること, および水平乱流場のエネルギーカスケードにおけるエネルギー伝達率は鉛直乱流場のそれにくらべて 1 桁程度小さいこ

とがわかった。さらに一般の水平乱流場はこのような基本構造が、河道のゆん曲、流量変動、セーシュ、潮汐などにより著しく変形させられていることもわかった。したがって、水平乱流場に相当するスケールの現象を取扱う場合には特に注意が必要である。

オ6章では、まず土砂の浮遊は円形渦管によって生じるというモデルから、鉛直方向の乱子速度の最大値の分布を粒径と関連づけて決定した。また浮遊砂の濃度を測定するための採取時間が、現状の方法では著しく短かすぎることを理論的に指摘した。

次に、乱流拡散係数をオイラー的な測定結果から評価した結果、一般の河川における鉛直方向に平均した濃度の拡散は、流れ方向には鉛直乱流場のシアーによるところの dispersion により支配され、横断方向には水平乱流場の diffusion により支配されていることを明らかにした。

最後に、平均流速の測定における測定時間と誤差の関係について考察し、測定時間は誤差の2乗に逆比例していることがわかった。また、浮子観測はカレントメータによる観測にくらべて、約8倍の時間の測定をしなければ同一精度で平均流速を求めることができないこともわかった。

以上が本研究でえられた主な成果の要約である。最後に将来の展望について記すと、先に述べたように河川乱流の研究はその緒についたばかりであるから、著者が本論文で言及したような基本的な問題もさらに詳細に精度の高い研究が行なわれなければならないが、それと同時にさらに重要なことは、将来は真に河川工学へ寄与することのできる河川独自の乱流に関する研究が行なわれなければならないことである。そのようなものとしては、「浮遊砂と乱流の相互作用の問題」、「河道のゆれ、曲、拡大、縮小などの河道形状と乱流構造の問題」、「移動床と乱流の相互作用の問題」、「流量変動やセイシュ、潮汐などによる擾乱と乱れの基本構造との関連の問題」などがある。

最後に、本研究を遂行する間において、終始御指導、御鞭撻をいただいた京都大学教授石原安雄博士に深甚の謝意を表する次第である。